

DIPLOMARBEIT

# Temperaturabhängige Charakterisierung von High- $T_C$ -dc-SQUID Gradiometern



Institut für Festkörperphysik  
Physikalisch-Astronomische-Fakultät  
Friedrich-Schiller-Universität Jena

eingereicht von: Matthias Schmidt  
geboren am: 01.10.1983 in Jena

- 1. Gutachter: Prof. Dr. Paul Seidel
- 2. Gutachter: PD Dr. Frank Schmidl

Tag der Verleihung des Diploms:

## **Inhaltsverzeichnis**

1 Einleitung.....	3
2 Theoretische Grundlagen .....	4
2.1 Supraleitung .....	4
2.2 Josephsonkontakte.....	5
2.3 dc-SQUID .....	8
2.4 Gradiometer .....	10
3 Experimentelle Grundlagen und Messsysteme .....	12
3.1 Bauelemente auf Basis von Hochtemperatursupraleitern .....	12
3.2 Messapparaturen .....	14
3.3 Temperatureinstellungen.....	16
3.4 Durchgeführte Charakterisierungen .....	17
4 Ergebnisse.....	19
4.1 Bestimmung der Sprungtemperatur .....	19
4.2 Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms .....	21
4.3 Betriebsstromabhängigkeit des SQUID-Hubs .....	26
4.4 Temperaturabhängige Charakterisierung des Hubs .....	31
4.5 Fazit .....	36
5 Zusammenfassung.....	37
Literaturverzeichnis.....	38
A Anhang .....	40

# 1 Einleitung

Bei tiefen Temperaturen tritt bei einigen Materialien Supraleitung auf. Mit ihrer Hilfe kann man Quanteninterferenz-Detektoren (SQUIDs) herstellen, die hochgenaue Magnetfeldsensoren darstellen. Mit der Hilfe von SQUIDs können Magnetfelder gemessen werden, deren Stärke um mehrere Größenordnungen unter der des Erdmagnetfelds liegt. Dadurch sind sie für weitreichende Untersuchungen einsetzbar, man findet heute beispielsweise bei der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung und in der medizinischen Diagnostik SQUIDs.

Mit der Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter durch J.G. Bednorz und K.A. Müller 1986 sowie der Weiterentwicklung von Kleinkühlern wurden Sensoren auch bei höheren Arbeitstemperaturen nutzbar. Bei den typischen Materialien der Bauelemente handelt es sich für Hochtemperatursupraleiter um Kuprate, die Schichtsysteme auf Substraten bilden. In der Arbeitsgruppe Tieftemperaturphysik wird mit YBCO gearbeitet.

Seit kurzer Zeit werden in der Arbeitsgruppe Möglichkeiten zur Modifikation des epitaktischen Wachstums der Schichten untersucht.

Durch den Einsatz von Goldschichten vor der YBCO-Abscheidung entstehen beispielsweise Gold-Cluster, die das Wachstum der YBCO-Schichten beeinflussen können. Innerhalb dieser Arbeit sollte erstmals dieser Einfluss auf die supraleitenden Eigenschaften von dc-SQUIDs und dc-SQUID-Gradiometern geklärt werden. Dabei standen Messungen an YBCO-dc-SQUID-Gradiometern auf der Basis von Einkristall-Josephsonkontakten zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms, des Normalleitungswiderstands und der Transferfunktion im Mittelpunkt.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Supraleitung

Die Supraleitung wurde von Heike Kamerlingh Onnes 1911 entdeckt, als er das Verschwinden des elektrischen Widerstandes bei tiefen Temperaturen für Quecksilber beobachtete. Supraleiter weisen bei Abkühlung unter eine Sprungtemperatur  $T_C$  zwei wesentliche Eigenschaften auf, die sie von anderen Materialien unterscheiden:

- verlustfreie Leitung von Gleichstrom bis zu einer kritischen Stromdichte  $j_c$
- idealer Diamagnetismus, das bedeutet Verdrängung des Magnetfeldes aus dem Inneren des Supraleiters, bis auf eine dünne Oberflächenschicht (Meißner-Ochsenfeld-Effekt)

Die Eindringtiefe des Magnetfeldes in den Supraleiter wird als Londonsche Eindringtiefe  $\lambda_L$  bezeichnet und setzt sich aus der Teilchendichte der supraleitenden Ladungsträger  $n_s$ , deren Masse  $m_s$ , deren Ladung  $q$  sowie der magnetischen Feldkonstante  $\mu_0$  zusammen:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{\mu_0 n_s q^2}} \quad \lambda_L(T) = \lambda_L(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_C} \right)^p \right]^{-1/2} \quad (2.1)$$

Die Größe  $\lambda_L$  ist materialspezifisch und ihre Temperaturabhängigkeit richtet sich nach der Art des Supraleiters<sup>1</sup>.

Bei den supraleitenden Ladungsträgern handelt es sich um Cooperpaare, eine Verbindung aus zwei gleichen Elementarladungen (Elektronen oder Elektronen-Löcher). Um die elektrostatische Abstoßung zu überwinden, muss es eine attraktive Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern im Festkörper geben. In der BCS-Theorie<sup>2</sup> wird diese Wechselwirkung durch den Austausch virtueller Phononen erklärt. Die Wechselwirkung ermöglicht die Existenz der Cooperpaare und ist der Grund für eine Energielücke  $2\Delta$  um die Fermi-Energie des Materials unterhalb von  $T_C$ . Für die Cooperpaare existieren somit keine freien Streuzustände in einem gewissen Energieintervall, was sich in verlustfreiem Gleichstromtransport niederschlägt. Die eine Bindung eingehenden Ladungsträger besitzen entgegengesetzten Spin und Impuls, so dass die Cooperpaare mit Gesamtspin null als Bosonen beschreibbar sind. Entsprechend der Bose-Einstein-Statistik können daher alle Cooperpaare das selbe minimale Energieniveau besetzen und sind durch eine gemeinsame Wellenfunktion beschreibbar

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi_0(\mathbf{r}, t) e^{-i\varphi(\mathbf{r}, t)}, \quad |\Psi_0|^2 = n_s, \quad (2.2)$$

wobei  $\varphi$  die gemeinsame Phase der Cooperpaare bezeichnet. Der Betrag der Wellenfunktion stellt im quantenmechanischen Sinn einen Ordnungsparameter dar. Die Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge  $\xi_{GL}$  repräsentiert die typische Abklinglänge der Wellenfunktion im Supraleiter.

---

<sup>1</sup> Für den Exponenten gilt  $p \approx 2$  für Hochtemperatursupraleiter und  $p \approx 4$  für klassische Supraleiter.

<sup>2</sup> Benannt nach J. Bardeen, L.N. Cooper und J.R. Schrieffer. Die BCS-Theorie beschreibt die Cooperpaare als kohärente Materiewelle mit wohldefinierter Phase.

Man unterscheidet in Hinblick auf das Verhalten im äußeren Magnetfeld zwei Arten von Supraleitern. Supraleiter 1. Art zeigen bis zum Anlegen eines kritischen magnetischen Feldes<sup>3</sup>  $B_C$  idealen Diamagnetismus, anschließend bricht die Supraleitung zusammen. Supraleiter 2. Art befinden sich für kleine Felder ( $B < B_{C1}$ ) ebenfalls in der Meißner-Phase mit idealem Diamagnetismus, für größere Felder ( $B_{C1} < B < B_{C2}$ ) in der Shubnikov-Phase. Die kritischen Magnetfelder sind temperaturabhängig und laufen bei  $T_C$  gegen null. In der Shubnikov-Phase ist es für den Supraleiter thermodynamisch günstiger, einige Flussschläuche in sein Inneres eindringen zu lassen und das effektiv wirkende Feld herabzusetzen. In einem idealen Supraleiter bilden die Flussschläuche ein zweidimensionales hexagonales Gitter<sup>4</sup> und bewegen sich bei Stromfluss durch die Lorentzkraft, was zu einem Spannungsabfall bei Stromtransport unterhalb der kritischen Stromdichte  $j_C$  führt. Um in der Shubnikov-Phase verlustfreien Stromtransport zu ermöglichen, muss der eindringende magnetische Fluss an Pinningzentren gehaftet werden, z.B. an Gitterfehlern.

Die gemeinsame Phase der Cooperpaare, die um die Flussschläuche herum Abschirmströme bilden, bedingt eine Änderung um modulo- $2\pi$  bei einem Umlauf für eine konstruktive Interferenz. Daraus kann die Quantisierung für den magnetischen Fluss innerhalb eines geschlossenen supraleitenden Bereiches hergeleitet werden, es sind nur ganzzahlige Vielfache des magnetischen Flussquants  $\Phi_0$  möglich:

$$\Phi = n \cdot \Phi_0, \quad \text{mit } \Phi_0 = \frac{h}{2e} \quad (2.3)$$

Die Gesamtheit der am Stromfluss beteiligten Ladungsträger setzt sich aus den Cooperpaaren und den Quasiteilchen (ungepaarte Elektronen oder Elektronen-Löcher mit einer Energie  $\epsilon > \epsilon_F$ ) zusammen.

## 2.2 Josephsonkontakte

Es kommt zu Interferenzeffekten, wenn zwei Supraleiter durch Normalleiter oder Isolatoren unterbrochen werden oder sich die Suprastromdichte durch eine Einengung drastisch verändert. So kann sich gemäß der Ginzburg-Landau-Theorie die Dichte der Cooperpaare nicht abrupt ändern, sondern nur über einen Bereich von  $\xi_{GL}$ . Sind zwei Supraleiter durch eine dünne Barriere getrennt, so überlappen sich die jeweiligen Wellenfunktionen  $\Psi_1$  und  $\Psi_2$ , es entsteht ein Josephsonkontakt. B.D. Josephson postulierte, dass über eine solche Barriere ein Suprastrom fließen kann. Josephsonkontakte gehorchen den Josephson-Gleichungen

$$I_s = I_C \cdot \sin(\varphi) \quad (2.4)$$

$$\dot{\varphi} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \cdot U, \quad (2.5)$$

wobei  $I_C$  der kritische Strom des Kontaktes ist und mit  $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  die Phasendifferenz der Wellenfunktionen der supraleitenden Elektroden bezeichnet wird. Eine an den Josephsonkontakt angelegte Spannung  $U$  führt entsprechend Gleichung (2.5) zur Emission einer hochfrequenten Strahlung.

<sup>3</sup> Die magnetische Induktion  $B$  wird im Weiteren immer als Magnetfeld bezeichnet.

<sup>4</sup> Abrikosov-Vortex

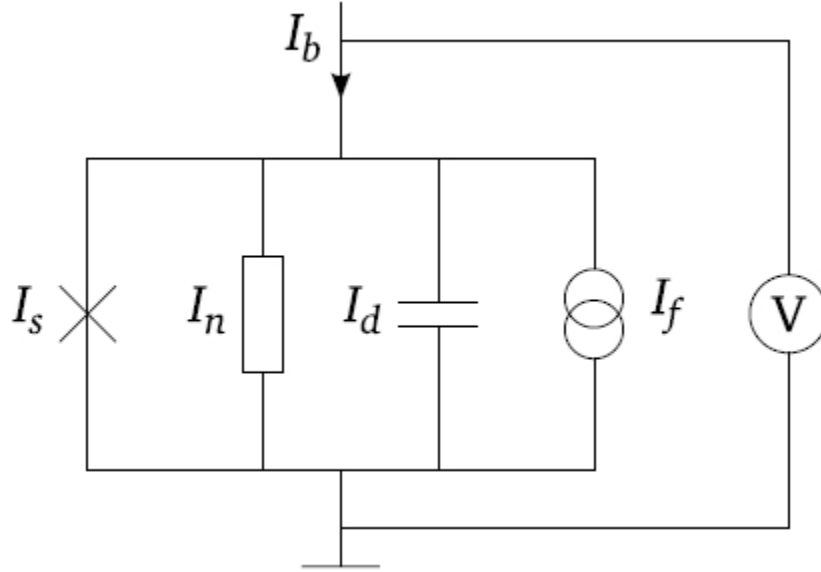


Abb. 2.1 Ersatzschaltbild eines Josephsonkontaktes im RCSJ-Modell

Eine Möglichkeit der Beschreibung des an realen Josephsonkontakten beobachteten Verhaltens ist die Nutzung des *resistively and capacitively shunted junction model* (RCSJ-Modell). Das RCSJ-Modell geht dabei von einer phänomenologischen Betrachtung des Josephsonkontakts als einer Parallelschaltung von einem idealen Josephsonkontakt ( $I_s$ ), einem Normalleitungswiderstand  $R_N$  ( $I_n$ ), einer Kontaktkapazität  $C$  ( $I_d$ ) und einer Rausch-Stromquelle ( $I_f$ ) aus. Aus den Kirchhoffschen Regeln und der Josephson-Gleichung (2.4) erhält man entsprechend dem Ersatzschaltbild in Abb. 2.1 die Strombilanz für den Josephsonkontakt als

$$I_b = I_s + I_n + I_d + I_f = I_C \cdot \sin(\varphi) + \frac{U}{R_N} + C \cdot \frac{dU}{dt} + I_f. \quad (2.6)$$

Durch Einsetzen der Josephson-Gleichung (2.5) erhält man eine nichtlineare Differentialgleichung zweiter Ordnung, die durch Normierung von Zeit und Strom mit Hilfe des Stewart-McCumber-Parameters  $\beta_C$  ausgedrückt werden kann:

$$i_b = \sin(\varphi) + \dot{\varphi} + \beta_C \cdot \ddot{\varphi} + i_f, \quad \text{mit } \beta_C = \frac{2\pi \cdot I_C \cdot R_N^2 \cdot C}{\Phi_0}. \quad (2.7)$$

Dieser Parameter beschreibt die Einteilung der Josephsonkontakte in stark ( $\beta_C \ll 1$ ) und schwach ( $\beta_C \gg 1$ ) gedämpfte Kontakte und ermöglicht dadurch eine Vorhersage, ob hysteresische ( $\beta_C \geq 0,8$ ) oder hysteresefreie, eindeutige ( $\beta_C \leq 0,8$ ) Strom-Spannungs-Kennlinien beobachtet werden [16]. Sind die Kontaktkapazitäten vernachlässigbar, ergibt sich für  $\beta_C = 0$  und Vernachlässigung des Fluktuationsstromes  $i_f$  ein einfacher analytischer Ausdruck für den zeitlichen Mittelwert der Spannung, die am Josephsonkontakt anliegt:

$$\overline{U(t)} = R_N \sqrt{I_b^2 - I_C^2}, \quad \text{für } |I_b| \geq I_C \quad (2.8)$$

Diese Formel berücksichtigt aber nun nicht durch thermisches Rauschen verursachte Fluktuationsströme, die auch für Stromstärken kleiner  $I_C$  zu effektiven Spannungen an Josephsonkontakten führen können. Die thermischen Fluktuationen beeinflussen die Kopplung der beiden Supraleiter, so dass es zu einem Sprung der Phasendifferenz  $\varphi$  kommen kann. Ambegaokar und Halperin [7] entwickelten ein Modell für stark gedämpfte Josephsonkontakte,

das diese *thermally activated phase slippage* (TAPS) beschreibt. Der Einfluss auf die  $U(I)$ -Kennlinien ist abhängig vom Verhältnis  $\gamma$  der Josephson-Kopplungsenergie  $E_J = I_C \cdot \Phi_0 / 2\pi$  zur thermischen Energie und lässt sich für kleine Spannungen ( $k_B \cdot T \gg e \cdot U$ ) mit Hilfe der normierten Stromstärke  $i_b = I_b / I_C(T)$  analytisch ausdrücken:

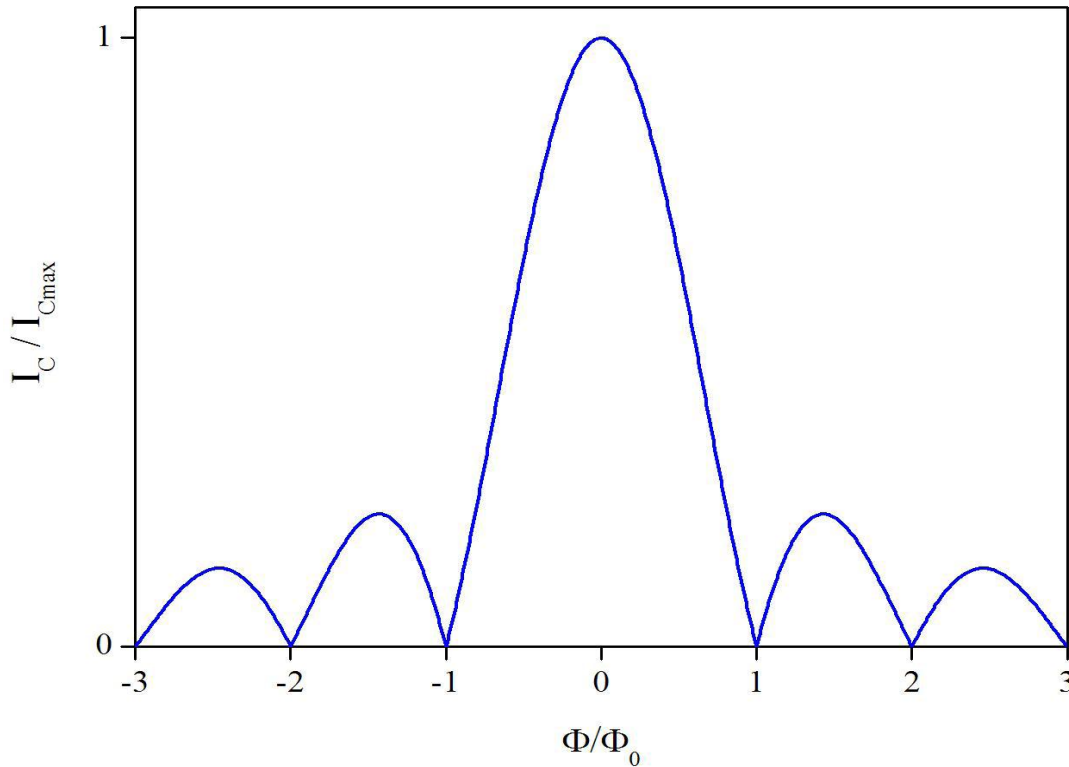
$$\gamma = \frac{\Phi_0 \cdot I_C(T)}{\pi \cdot k_B \cdot T} \quad (2.9)$$

$$\overline{U(t)} = \frac{2I_C R_N}{\gamma} \frac{e^{\pi \gamma i_b} - 1}{e^{\pi \gamma i_b}} \left[ \int_0^{2\pi} e^{-\gamma i_b \varphi / 2} I_0 \left( \gamma \sin \frac{\varphi}{2} \right) d\varphi \right]^{-1} \quad (2.10)$$

In dieser Formel bezeichnet  $I_0$  eine modifizierte Bessel-Funktion. Für kleine Rauschparameter  $\gamma$  weist der Supraleiter auch schon für geringe Ströme nicht verschwindende Spannungen auf.

Für die Betrachtung von Josephsonkontakten im Magnetfeld muss man beachten, dass die Phasendifferenz der beiden supraleitenden Elektroden nicht nur von den Phasen der jeweiligen Supraleiter, sondern auch vom örtlichen Magnetfeld über das Vektorpotential abhängt.

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 - \frac{2e}{\hbar} \int_{SL1}^{SL2} A_x dx \quad (2.11)$$



**Abb. 2.2 Abhängigkeit des maximalen Josephsonstromes von einem Magnetfeld parallel zur Kontaktfläche**

Wenn ein Josephsonkontakt einem äußeren Magnetfeld ausgesetzt ist, ändert sich die lokale Stromdichte  $j_s$  und somit auch der Suprastrom  $I_s$ . Das äußere Feld dringt an den Grenzflächen des Kontaktes mit der Londonschen Eindringtiefe in die beiden Supraleiter ein, wodurch sich für eine Barrierendicke  $d$  der Effektivwert  $d_{eff} = d + \lambda_{L1} + \lambda_{L2}$  ergibt. Die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes entspricht dabei der Fouriertransformierten der Stromdichteverteilung im Ortsraum über der Kontaktfläche. Nimmt man eine räumlich ho-



homogene kritische Stromdichte  $j_c$  an ergibt sich für den kritischen Strom des Josephsonkontaktes

$$I_c(\Phi_a) = I_c(0) \cdot \left| \frac{\sin\left(\pi \frac{\Phi_a}{\Phi_0}\right)}{\pi \frac{\Phi_a}{\Phi_0}} \right|, \quad (2.12)$$

wobei  $\Phi_a$  der äußere Fluss ist. Es ergibt sich analog zur Beugung von Licht am rechteckigen Spalt in diesem Fall eine Fraunhoferfigur (Abb.2.1).

## 2.3 dc-SQUID

Ein *superconducting quantum interference device* (SQUID) ist ein hoch empfindlicher Konverter, der magnetischen Fluss in eine elektrische Spannung umwandelt. Es ist durch die Transferfunktion  $H = |\partial U / \partial \Phi|$  charakterisiert. Es gibt zwei grundsätzliche Typen von SQUIDs, die sich in der Anzahl der Josephsonkontakte und der Ansteuerung unterscheiden. Das rf-SQUID besteht aus einem supraleitenden Ring, der durch einen Josephsonkontakt unterbrochen ist und meist induktiv betrieben wird. Ein dc-SQUID besteht hingegen aus zwei Josephsonkontakten innerhalb eines solchen Ringes und wird galvanisch an die Ausleseelektronik angeschlossen. Diese Arbeit beschäftigt sich ausschließlich mit dc-SQUIDs.

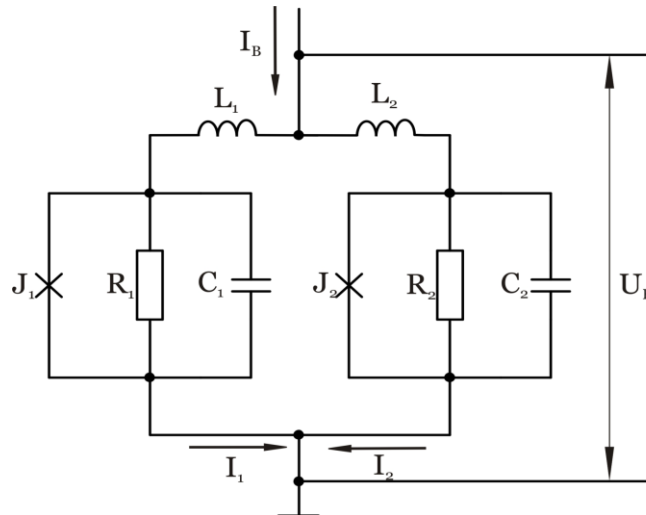


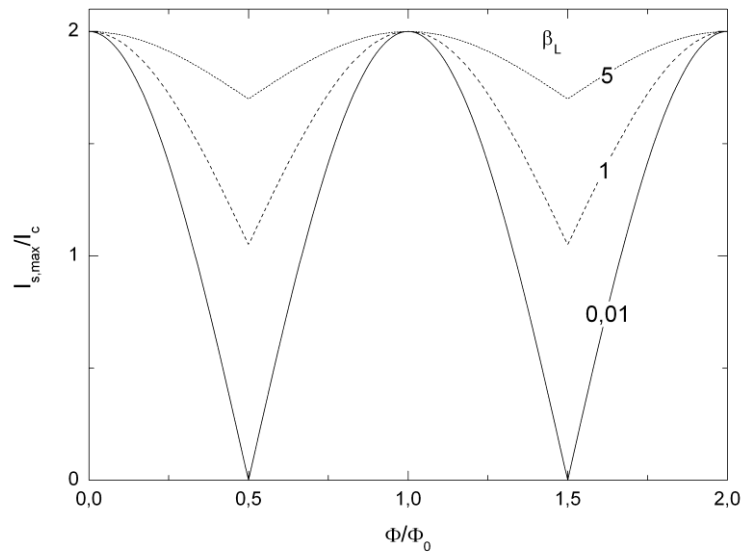
Abb. 2.3 Ersatzschaltbild eines dc-SQUID entsprechend dem RCSJ-Modell

Das dc-SQUID stellt eine Parallelschaltung von zwei Josephsonkontakten dar, die miteinander durch die SQUID-Induktivität  $L_S$  in einem supraleitenden Ring gekoppelt sind. Die in der vorliegenden Arbeit betrachteten dc-SQUIDs lassen sich mit dem in Abb. 2.3. gezeigten Ersatzschaltbild beschreiben. Die Gesamtinduktivität setzt sich dabei als  $L_S = L_1 + L_2$  aus den Teilinduktivitäten der beiden Einkoppelstege des SQUIDs zusammen. Der Betriebsstrom  $I_b$  teilt sich entsprechend der Induktivitäten der Zweige in zwei Teilströme  $I_1$  und  $I_2$  auf. Drückt man für ein idealerweise symmetrisches SQUID mit identischen Josephsonkontakten  $I_c = I_{c1} = I_{c2}$  die Teilströme mittels eines allgemeinen Ringstroms  $J$  aus, erhält man

$$I_{1/2} = I_b/2 + J. \quad (2.13)$$

Der magnetische Fluss im Ring berechnet sich dann als

$$\Phi_{SQ} = \Phi_a + (L_1 I_1 - L_2 I_2) = \Phi_a + L_S J, \quad (2.14)$$

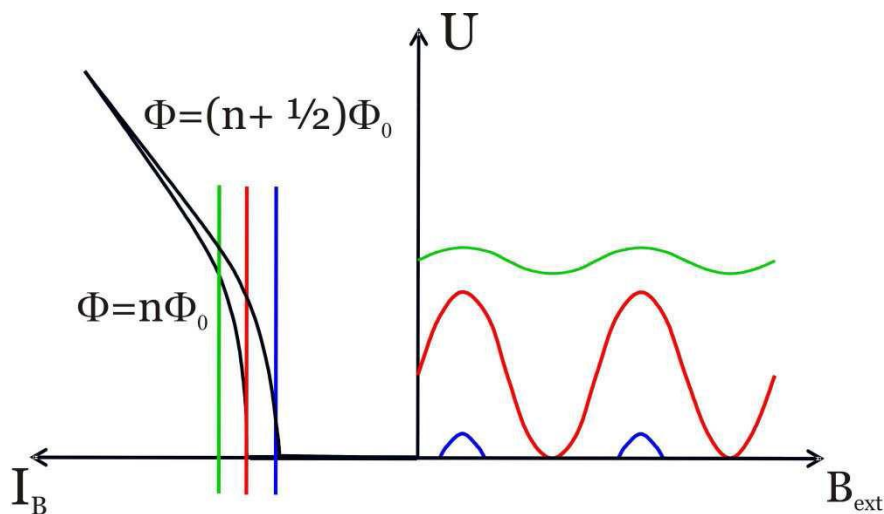


**Abb. 2.4** Modulation des maximalen Suprastroms eines SQUID als Funktion des magnetischen Flusses durch den Ring [5]

wobei  $\Phi_a$  den äußeren Fluss durch das SQUID bezeichnet. Da der Fluss in einem supraleitenden Ring nur ganzzahlige Vielfache von  $\Phi_0$  annehmen kann (2.3), ergibt sich eine Bedingung für die Phasendifferenzen an den Kontakten und damit für die Ströme in den einzelnen Zweigen. Ist der äußere Fluss verschieden von  $\Phi_0$ , fließt ein Ringstrom um die Differenz auszugleichen. Der so erzeugte Fluss beträgt maximal  $\Phi_0/2$ , der entsprechende Ringstrom führt zu einer periodischen Abhängigkeit des kritischen Stroms  $2I_c$  durch das SQUID, welcher den maximalen Wert für  $\Phi_{SQ} = n\Phi_0$  und den minimalen Wert für  $\Phi_{SQ} = (n + 1/2)\Phi_0$  erreicht. Die Stärke der Variation der kritischen Stromstärke wird durch den Induktivitätsparameter  $\beta_L$

$$\beta_L = \frac{2 \cdot I_c \cdot L_S}{\Phi_0} \quad (2.15)$$

bestimmt (Abb. 2.4). Einen optimalen SQUID-Betrieb erzielt man für  $\beta_L \approx 1$ .



**Abb. 2.5** Periodische Spannungsmodulation in Folge der geänderten kritischen Stromstärke

Betrieibt man das dc-SQUID mit einem konstanten Betriebsstrom  $I_b \geq 2I_c$ , so führt die Änderung der kritischen Stromstärke des SQUID zu einer vom magnetischen Fluss abhängenden Spannung (Abb. 2.5.).

In diesem Arbeitspunkt wird die Transferfunktion ermittelt (Abb. 2.6). Setzt man für diese eine sinusförmige Abhängigkeit zwischen magnetischem Fluss und Spannung voraus, gilt für das Maximum in guter Näherung

$$\partial U / \partial \Phi = \Delta U \cdot \pi / \Phi_0, \quad (2.16)$$

wobei der Spannungshub  $\Delta U$  die maximale Spannungsänderung für  $\Delta \Phi = \Phi_0/2$  darstellt [16].

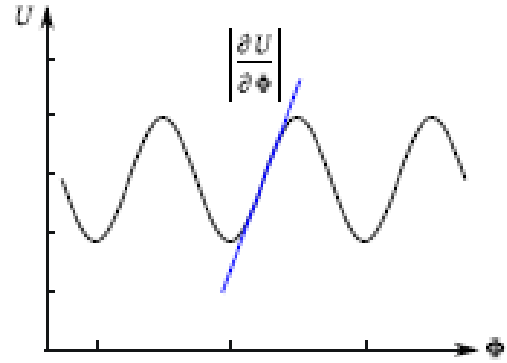


Abb. 2.5 Transferfunktion des SQUID im Arbeitspunkt

Unter Berücksichtigung der Auswirkung des Rauschens auf den Spannungshub ergibt sich für ein symmetrisches SQUID mit vernachlässigbarer Kapazität das Maximum der Transferfunktion als ([8], nach [3]):

$$\frac{\partial U}{\partial \Phi} = K \frac{I_C R_N}{\Phi_0 (1 + \beta_L)} \left( 1 - 3,57 \frac{\sqrt{k_B T L_S}}{\Phi_0} \right). \quad (2.17)$$

$K$  ist ein schwach vom Betriebsstrom abhängiger Parameter, der für Betriebsströme  $I_b \approx 2I_C$  den Wert  $K = 7/\pi$  annimmt [3]. Der Beitrag des Rauschens wird hier durch das Nyquist-Rauschen  $\delta \Phi_n = \sqrt{k_B T L_S}$  approximiert. Die Gesamtmodulation ist schließlich eine Kombination der SQUID-Modulation mit der Feldabhängigkeit der einzelnen Josephsonkontakte. Aufgrund der deutlich kleineren effektiven Fläche der Josephsonkontakte gegenüber der effektiven Fläche des SQUIDs erfolgt die SQUID-Modulation mit deutlich mehr Perioden.

Im Allgemeinen bilden die im SQUID vorhandenen Kapazitäten und Induktivitäten einen Schwingkreis, was zu Überschneidungen oder Berührungspunkten der  $U(I)$ -Kennlinien bei Anlegen verschiedener äußerer Magnetfelder führen kann. Die sogenannten „Resonanzen“ bedingen Verzerrungen, Phasenverschiebungen und modulationslose Bereiche in der  $U(\Phi)$ -Kennlinie. Unter Vernachlässigung von parasitären Induktivitäten und Kapazitäten kann man die Resonanzfrequenz  $f_R$  durch

$$f_R = \left[ 2\pi \sqrt{\frac{L_S C}{2}} \right]^{-1} \quad (2.18)$$

berechnen. Über die 2. Josephson-Gleichung kann man die betroffenen Spannungsbereiche identifizieren. Neben der Größe der Kontaktkapazität spielen bei Untersuchungen an High- $T_C$ -Josephsonkontakten vorhandene Streukapazitäten eine dominierende Rolle. Diese werden durch die zumeist hohen Dielektrizitätskonstanten der verwendeten Substratmaterialien hervorgerufen.

## 2.4 Gradiometer

Die für die Flussempfindlichkeit eines SQUIDs entscheidende Größe ist die effektive Fläche  $A_{SQ}$ , die über die Größe der SQUID-Induktivität  $L_S$  mit dem Parameter  $\beta_L$  gekoppelt ist. Eine Erhöhung der Fläche zur Detektion kleinerer Felder geht dabei mit einer Erhöhung von  $\beta_L$  einher, was einer Verschlechterung der Funktionalität entspricht.

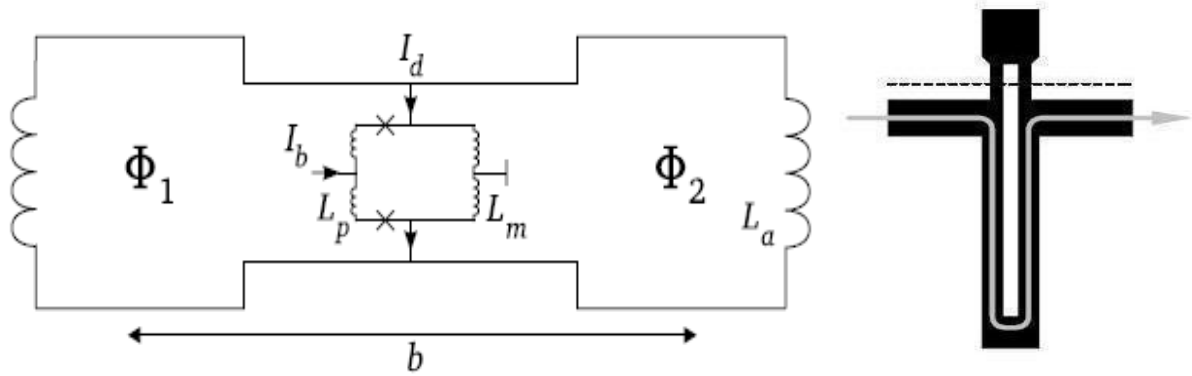


Abb. 2.7 Ersatzschaltbild und Prinzipskizze für die galvanische Kopplung supraleitender Antennen ( $L_a$ ) an ein dc-SQUID

Will man mit einem dc-SQUID sehr kleine Magnetfelder messen, so kann man die Empfindlichkeit erhöhen, indem man eine supraleitende Antenne an das SQUID ankoppelt. Auf diese Weise entsteht ein Magnetometer. Damit ist prinzipiell die Messung kleinster magnetischer Felder möglich. Es ergeben sich aber Probleme in nicht ausreichend abgeschirmter Umgebung durch die großen Hintergrundfelder der umgebenden elektrischen Systeme. Um diese Beschränkung zu umgehen, bietet es sich an, möglichst nah an dem zu untersuchenden Objekt den Gradienten des Magnetfeldes zu messen. Das Feld weiter entfernter Störquellen ist dort weitgehend homogen und wird somit stark unterdrückt.

Wird ein dc-SQUID als galvanisch gekoppelter Sensor zweier supraleitender Antennen eingesetzt, kann die SQUID-Induktivität  $L_s$  als Summe aus einer Koppelinduktivität  $L_m$  und einer parasitären Induktivität  $L_p$  ausgedrückt werden. Durch einen Gradienten der magnetischen Flüsse  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$ , die im Abstand  $b$  voneinander detektiert werden, entsteht ein Differenzstrom  $I_d$ , der über die Koppelinduktivität  $L_m$  in das dc-SQUID eingespeist wird und dort einen entsprechenden magnetischen Fluss  $\Phi_{SQ}$  erzeugt (Abb. 2.7). Bei identischen Antennen der Fläche  $A_A$  berechnet sich der Differenzstrom zu

$$I_d = \frac{\Phi_1}{L_a} - \frac{\Phi_2}{L_a}, \text{ mit } \Phi_{1/2} = B_{ext,1/2} \cdot A_A. \quad (2.19)$$

Die Effizienz der Kopplung wird über die effektive Fläche des Gradiometers beschrieben. Der tatsächliche magnetische Fluss durch den SQUID-Ring ergibt sich als

$$\Phi_{SQ} = B_{ext,SQ} \cdot A_{SQ} + I_d \cdot L_m. \quad (2.20)$$

Wenn man kleine Magnetfelder annimmt und beachtet, dass die flussempfindliche Fläche des SQUIDs um Größenordnungen unter der der Antennen liegt, kann man den Zusammenhang vereinfachen und die effektive Fläche des Gradiometers definieren:

$$\Phi_{SQ} = I_d \cdot L_m = \frac{A_A}{L_a} \cdot (B_{ext,1} - B_{ext,2}) \cdot L_m \rightarrow A_{eff} = \frac{A_A}{L_a} \cdot L_m \quad (2.21)$$

Durch eine Erhöhung der Basislänge  $b$  kann die Sensitivität des Gradiometers verbessert werden.

### 3 Experimentelle Grundlagen und Messsysteme

Hier soll ein Überblick der untersuchten supraleitenden Bauelemente, der notwendigen Laborbedingungen und der Messdurchführung gegeben werden. Außerdem werden die verschiedenen getätigten Charakterisierungen motiviert und erläutert.

#### 3.1 Bauelemente auf Basis von Hochtemperatursupraleitern

Im Rahmen dieser Arbeit wurden SQUID-Gradiometer auf der Basis von Yttrium-Barium-Kupferoxid (YBCO) vermessen und charakterisiert. Die verwendeten Proben wurden im Rahmen einer vorherigen Diplomarbeit von Veit Grosse prozessiert [11]. Hier sollen die entscheidenden Eigenschaften von YBCO und die Bedingungen der Herstellung beschrieben werden.

Bei YBCO handelt es sich um einen gut bekannten Hochtemperatursupraleiter aus der Familie der Kuprate. Dieses Material zeichnet sich durch eine hohe Sprungtemperatur, hohe Londonsche Eindringtiefen sowie kleine Kohärenzlängen aus [5]. Die maximale Sprungtemperatur liegt bei 93 K, sie ist aber von der Stöchiometrie des YBCO ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ) abhängig, das Maximum wird nur für hohe Sauerstoffkonzentrationen von  $x \leq 0,1$  erreicht.

YBCO weist eine Perowskit-Struktur mit stark anisotroper Einheitszelle auf. Auf Ebenen aus  $\text{CuO}_2$  folgen entweder Yttrium- oder Bariumoxid-Ebenen (Abb. 3.1). Somit sind auch die supraleitenden Materialeigenschaften stark anisotrop, die Kohärenzlänge in c-Achsen-Richtung beträgt nur 0,3 nm. Deshalb findet der Supraleitungsladungstransport ausschließlich in a-b-Richtung in den Kupferoxid-Ebenen statt [5]. Da auch hier die Kohärenzlänge gering ist, müssen zur Herstellung von Josephsonkontakten sehr dünne Barrieren verwendet werden.

YBCO ist ein Supraleiter 2. Art, bei dem schon bei sehr kleinen Magnetfeldern Flussschläuche in den Supraleiter eindringen können. Diese können allerdings durch vorhandene Pinningzentren verankert werden. Das kritische Magnetfeld  $H_{C2}$  ist wiederum sehr groß ( $>100$  Tesla), wodurch YBCO ein sehr stabiler Supraleiter ist.

Um YBCO epitaktisch herzustellen, benötigt man ein geeignetes Substrat. Strontiumtitanat ( $\text{SrTiO}_3$ ) hat eine kubische Einheitszelle der Kantenlänge  $3,95 \text{ \AA}$  und weicht damit nur minimal von den Gitterkonstanten in a- bzw. b-Richtung des YBCO ab. Bei den verwendeten  $\text{SrTiO}_3$ -Substraten handelt es sich um sogenannte Bikristalle. Die Substrate haben eine Korngrenze an der Grenzfläche zweier Bereiche, die sich um einen definierten Winkel in der Achsenrichtung unterscheiden<sup>5</sup>. Beim Aufwachsen entsteht dabei in der epitaktischen YBCO-

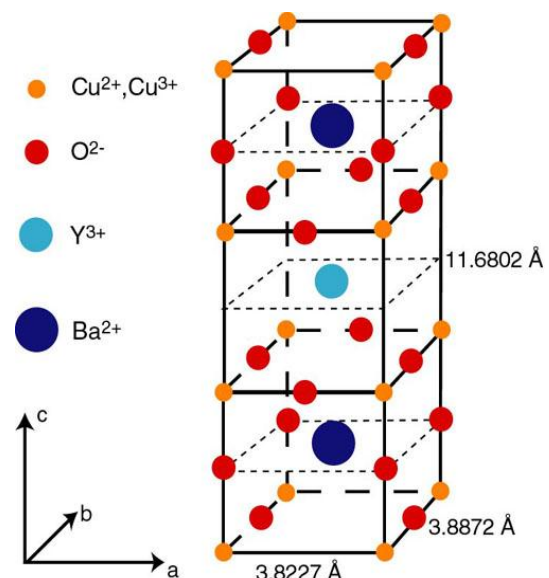


Abb. 3.1:  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Kristallstruktur, aus [1]

<sup>5</sup> Der Korngrenzenwinkel beträgt bei einem Substrat  $36,8^\circ$ , bei den anderen  $24^\circ$ .

Schicht ebenfalls eine Korngrenze, die eine dünne, örtlich definierte Barriere ausbildet. Diese Barriere wird dann als Josephsonkontakt in den SQUIDs genutzt, die Strukturierung der Bauelemente richtet sich dabei nach der Korngrenze. Auf diese Weise erhält man bei optimal hergestellten Bikristallen in allen Bauelementen vergleichbare Josephsonkontakte, man kann die SQUID-Gradiometer auf einer Probe somit vergleichen. Nachteilig ist, dass die Barriereneigenschaften somit stark von der Qualität der präparierten Korngrenze in den  $\text{SrTiO}_3$ -Bikristallen abhängen. Inhomogenitäten auf den Substraten spiegeln sich direkt in den Eigenschaften der Bauelemente wieder.

Auf das Substrat wird mittels Pulsed-Laser-Deposition (PLD) eine 150 nm dicke YBCO-Schicht abgeschieden. Anschließend wird auf die Kontaktpads eine etwa 100 nm dicke Goldschicht gesputtert, welche die elektrische Ankontaktierung der supraleitenden Schicht verbessert.

Bei YBCO-Schichten beobachtet man eine Abhängigkeit des kritischen Stroms vom Korngrenzenwinkel, der die Barriereneigenschaften steuert [4]. Als zusätzliche Möglichkeit der Variation wurde zudem der Einfluss von Gold-Clustern in Korngrenzen untersucht [9]. Dafür wird vor der Abscheidung des YBCO eine sehr dünne Goldschicht (1 bis 5 nm) mittels PLD auf das Substrat gebracht, in der darüber liegenden YBCO-Schicht bilden sich dann Gold-Cluster [15]. Um einen Vergleich zwischen Bauelementen mit und ohne Gold-Clustern zu ermöglichen, wurden mittels geeigneter Masken auf einem Substrat Bereiche mit und ohne Gold-Cluster realisiert. Da die Auswirkungen der Gold-Cluster auf die Schicht und die Josephsonkontakte zu Beginn der Experimente noch unklar waren, wurde versucht auf den Substraten alle möglichen Kombinationen zu realisieren. Die grundlegende Idee ist dabei, dass die Gold-Cluster

- das Wachstum an der Korngrenze und damit die Barriereneigenschaften beeinflussen können
- und in der Schicht Pinningzentren ausbilden können.

Deshalb wurden Masken verwendet, welche die Bildung von Gold-Clustern im SQUID-Bereich oder im Bereich der Gradiometer-Antennen ermöglichen. Bei den vermessenen Proben wurde durch eine Lochmaske, die die Hälfte des Substrats abdeckte sowie ein Loch an der späteren Position eines SQUIDs hatte, genau das erreicht. Durch zwei verschiedene Prozesse, „positiv“ und „negativ“, konnte zusätzlich noch die Zusammensetzung des Gradiometers 3 auf den Substraten variiert werden.

Beim „positiven“ Prozess bedeckt die Lochmaske dreiviertel des Substrats und lässt an der Position des dritten SQUIDs ein Loch frei. Unter diesen Parametern wird auf das Substrat eine dünne Goldschicht aufgebracht. Damit entstehen lediglich an der späteren Position des SQUIDs 3 sowie des Gradiometers 4 Gold-Cluster (Abb. 3.2(A)).

Beim „negativen“ Prozess bedeckt die Lochmaske eine Hälfte des Substrates, die Gradiometer 3 und 4, wobei sich wieder an der Position des dritten SQUIDs das Loch befindet. Im „negativen“ Fall wird die Lochmaske mit einem Photolack belichtet. Anschließend wird das gesamte Substrat mit Gold beschichtet und abschließend durch ein Lift-Off der Photolack mit dem darauf befindlichen Gold entfernt. Damit ist unter dem gesamten Gradiometern 3 und 4 eine Goldschicht, ausgenommen die spätere Position des dritten SQUIDs (Abb. 3.2(B)).

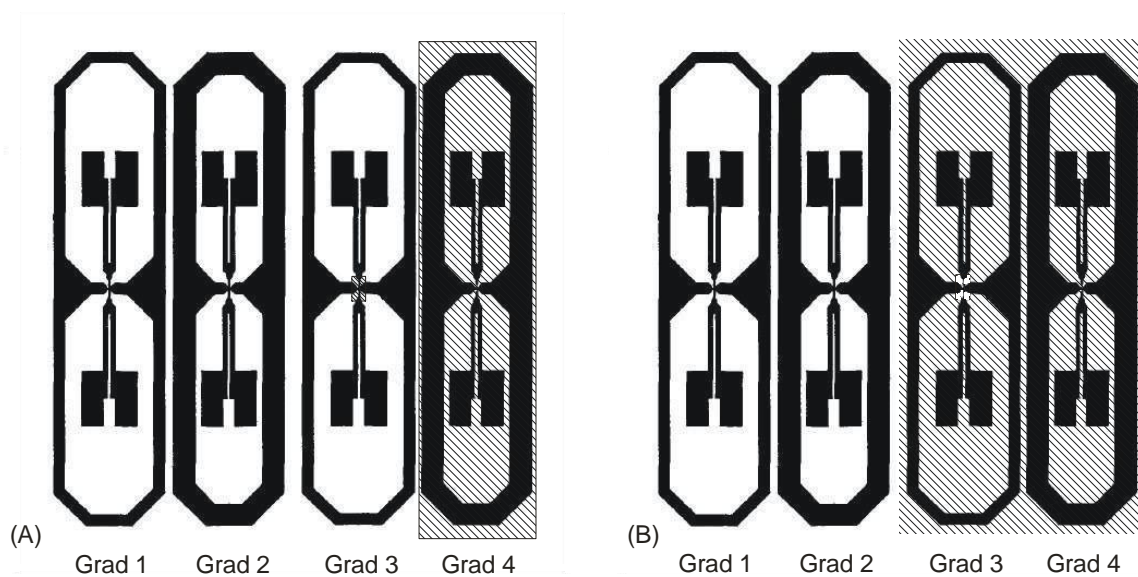


Abb. 3.2 Gold-Cluster-Verteilung unter den Gradiometern bei "positivem" (A) und "negativem" (B) Prozess

Für beide Prozesse wurde letztlich die Dicke der Goldschicht variiert. Es wurden je zwei Proben entsprechend strukturiert, die Goldschichtdicke betrug dabei 1 nm bzw. 5 nm.

### 3.2 Messapparaturen

Zur möglichst vollständigen Charakterisierung von supraleitenden Bauelementen, insbesondere von dc-SQUID-Gradiometern, sind verschiedene Kenngrößen notwendig:

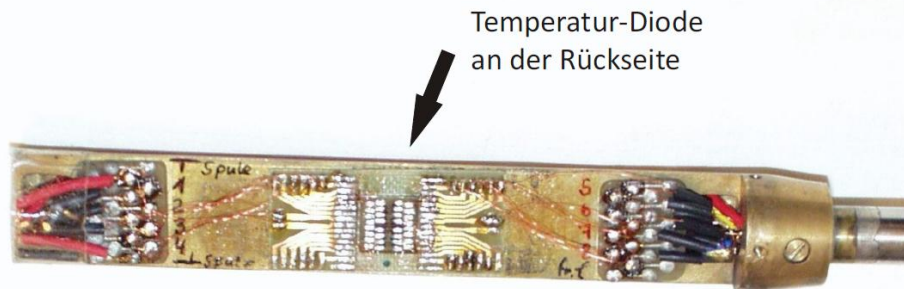
- Bestimmung der Sprungtemperatur durch eine Widerstands-Temperaturmessung
- Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der kritischen Stromstärke durch Messung der Strom-Spannungs-Charakteristik bei unterschiedlichen Temperaturen
- Bestimmung der Betriebsstrom- und Temperaturabhängigkeit des Spannungshubes der SQUIDS

Auf Rauschuntersuchungen musste im Rahmen dieser Arbeit aus Zeitgründen verzichtet werden.

Aus den Messaufgaben resultieren unterschiedliche Anforderungen an die verwendeten Messstäbe, in welche die Bauelemente eingebaut wurden.

Zum einen wurden die SQUIDS mit einem Multi-Anschluss-Stab („Multi“) temperaturabhängig charakterisiert. Bei diesem Messstab können alle 4 Bauelemente auf einem Substrat gleichzeitig ankontaktiert werden und über einen Kontaktschalter ausgewählt werden. Zusätzlich ist in diesem Messstab eine vom Hersteller *Lake Shore* kalibrierte Temperatur-Diode eingebaut. Diese befindet sich auf der Rückseite der Probenhalterung in Höhe der späteren Probenposition (Abb. 3.3). Auf diese Weise kann eine reproduzierbare Genauigkeit der Temperaturangabe von  $\Delta T = 0,2$  K bei entsprechender Prozessführung erreicht werden. Die Diode wird von einer Konstant-Stromquelle von 10  $\mu\text{A}$  gespeist und die abfallende Spannung über ein Digital-Voltmeter ausgelesen. Durch den Vergleich mit einer Referenzdatei erhält man eine aktuelle Temperatur in der Probenkammer des Messstabs. Der „Multi“ besitzt keinen internen Verstärker, zur Störsignalunterdrückung müssen daher externe Geräte genutzt

werden. Durch den Kontaktschalter erlaubt der Messstab eine effektive Durchführung der temperaturabhängigen Messungen ohne Umkontaktierung bei Raumtemperatur.



**Abb. 3.3 Kupferprobenhalter des Multi-Anschluss-Stabs**

Des Weiteren wurde der Messstab „Ili“ verwendet. Dieser zeichnet sich durch einen hohen Eingangswiderstand des Betriebsstroms und einen Spannungsverstärker fester Größe im Messstab-Kopf aus. So ist einerseits eine hohe Stromstabilität der SQUID-Speisung gegeben und zudem wird das Spannungssignal probennah rauscharm verstärkt, was bei Messungen von SQUID-Modulationen notwendig ist. Außerdem sind die Kabel im Stab geschirmt, um die Einkopplung von Störsignalen zu minimieren. Aus diesem Grund existiert in der Probenkammer auch keine Temperaturmessvorrichtung. Daher kann man diesen Messstab nur in Umgebungen mit anderweitig definierter Temperatur nutzen. Problematisch ist zudem, dass jeweils nur eine Probe vermessen werden kann.

Die SQUID-Gradiometer sollen bezüglich ihres Verhaltens im magnetischen Feld charakterisiert werden, es interessiert insbesondere die Auflösung kleiner Magnetfeld-Gradienten im Nahfeld einer Erregung. Eine solche Erregung kann gut durch eine kleine Spule gewährleistet werden. Durch einen variablen Spulenstrom können dann verschieden große Magnetfelder erzeugt werden. In den Messstäben kann die Spule direkt unter einem Gradiometer fixiert werden. Für eine gute Messung des lokal erzeugten Gradienten werden die Umgebungsfelder durch eine  $\mu$ -Metall-Schirmung um die Probe weitgehend abgeschirmt. Außerdem entsteht dadurch ein Faradayscher Käfig, der elektrische Felder abschirmt.

Für die Untersuchung von magnetfeldabhängigen Modulationen benötigt man bei diesem Aufbau zwei einstellbare Stromquellen und einen Spannungsmesser. Am Messplatz existieren dafür eine *Keithley* Source-Measurement-Unit 236 (SMU), die als Stromquelle für den Betriebsstrom der SQUIDs und als Spannungsmesser nutzbar ist, sowie eine zweite programmierbare Stromquelle zur Speisung der Spule. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird das Spannungssignal der Messstäbe durch einen zusätzlichen Gleichspannungs-Verstärker variabel einstellbar. Die Ansteuerung der Stromquellen wird von einem PC-Programm übernommen, die gemessenen Spannungswerte werden dann zu den korrespondierenden Stromwerten in Dateien abgelegt.

Beide Stromquellen haben eine interne Spannungsbegrenzung. Dies führt beim Messstab „Ili“ mit seinen hohen Eingangswiderständen für Betriebsstrom und Spulenstrom zur Begrenzung der maximalen Speiseströme auf unter 1 mA, ohne gravierend in die Messtechnik



einzugreifen. Dieser Messstab ist damit nur in eingeschränkten Temperaturbereichen einsetzbar, da die kritische Stromstärke bei sinkender Arbeitstemperatur stark ansteigt.

### 3.3 Temperatureinstellungen

Für die temperaturabhängige Charakterisierung von Bauelementen benötigt man definierte Temperaturen der Probe. Diese kann man entweder direkt in der Probenkammer messen, wie beispielsweise im Messstab „Multi“ möglich, oder aber man bringt die Probe in ein Reservoir mit bekannter, fester Temperatur. Für diese Arbeit wurden drei verschiedene Varianten genutzt.

In einer Helium-Kanne befindet sich der Messstab in einem rohrförmigen Einsatz, der in ein Reservoir aus flüssigem Helium am Boden der Kanne reicht. Wenn die Probenkammer bis in das Reservoir abgesenkt wird, erreicht man bei Normaldruck eine minimale Temperatur von 4,2 K. Für Hochtemperatursupraleiter sind aber eher Temperaturen nahe der kritischen Temperatur interessant, bei hochwertigen YBCO-Schichten gilt in etwa  $T_c \approx 92$  K. Um entsprechende Temperaturen zu erreichen, fixiert man die Probenkammer etwas über der Oberfläche des flüssigen Heliums und nutzt den stetigen Strom von Heliumgas durch das Rohr um die Probenkammer und den Stab zu kühlen. Je nach Position der Probenkammer nutzt man den Temperaturgradienten als Temperatur-Reservoir. Die vom Messstab ausgehende Wärme führt hierbei zu einer Erhöhung des Volumenstroms vom Helium, je näher die Probenkammer der Flüssigkeitsoberfläche gebracht wird. Somit kann man durch Variation der Probenhöhe eine Temperaturänderung in der Probenkammer herbeiführen. Der sich ständig ändernde Volumenstrom hat allerdings zur Folge, dass es in der Probenkammer immer eine Temperaturdrift bei konstanter Stabposition gibt. In einer Helium-Kanne können daher nur Messungen zur Vorcharakterisierung durchgeführt werden. Bei diesen Messungen hängt es maßgeblich vom experimentellen Geschick ab, wie groß die Temperaturdrift beispielsweise bei der Aufnahme einer  $U(I)$ -Kennlinie ist. Zur Charakterisierung der Bauelemente wurden nur Messungen mit  $\Delta T \leq 0,5$  K herangezogen.

In einer Stickstoff-Kanne kann man die Probenkammer auf das bekannte Temperaturniveau von  $T = 77,4$  K von flüssigem Stickstoff abkühlen. Wenn der Füllstand der Kanne höher ist als die Länge der Probenkammer hat man ein sehr stabiles System für zeitaufwendige Messungen. Diese Temperatur ist für YBCO deutlich unter der Sprungtemperatur und ermöglicht einen einfachen und günstigen Betrieb von supraleitenden Bauelementen.

Um langwierige Messungen auch bei verschiedenen Temperaturen durchzuführen, kann man einen Helium-Durchfluss-Kryostaten verwenden (Abb. 3.4). Dabei wird aus einem Tank mit flüssigem Helium mittels einer Pumpe ein konstanter Volumenstrom gasförmigen Heliums durch ein Nadelventil abgepumpt und durch den Probenraum geleitet. Die Temperatur im Probenraum ist bei konstantem Volumenstrom durch ein Regelgerät mit angeschlossener Heizwendel variierbar. Das Regelgerät TIC-304 M liest die Temperatur im Probenraum über einen Kohlewiderstand in der Nähe des Nadelventils aus und stellt die Leistung der Heizung ein, welche das angesaugte, gasförmige Helium im Ventil zwischen Helium-Tank und Probenraum erwärmt. Somit stellt sich nach endlicher Zeit ein thermisches Gleichgewicht zwischen dem Probenraum und der durch eine  $\mu$ -Metall-Schirmung umgebenen Probenkammer ein.

Auf diese Weise kann die Temperatur im Probenraum langfristig konstant gehalten werden, wie es für die Untersuchung der Betriebsstromabhängigkeit der SQUID-Modulation notwendig ist.

Am Boden des Helium-Tanks befindet sich eine supraleitende Ringspule, die zur Erzeugung von magnetischen Feldern bis 4 Tesla geeignet ist. Supraleitend kurzgeschlossen kann sie einmal erzeugte Felder beliebig lange stabil halten. Dieser Aufbau ist für SQUID-Messungen problematisch und wurde für Gradiometermessungen bisher nicht genutzt, da kleinste Felder beim Einkühlen der Spule oder der Probe die

Ergebnisse verfälschen. Im Extremfall müssen Probe und Spule wieder erwärmt werden. Für diese Arbeit ist es erstmals in der Arbeitsgruppe gelungen, durch entsprechende Prozessführung diese temperaturabhängigen Messungen auch an dc-SQUID-Messungen zu absolvieren.

Der Helium-Kreislauf des Durchfluss-Kryostaten ist schließlich von einem befüllbaren Stickstoff-Tank umgeben, der als thermische Isolierung gegen die Umgebung dient. Sämtliche Temperatur-Reservoirs des Kryostaten sind durch Vakuumkammern thermisch voneinander getrennt. Lediglich über die Probenhalterung und die Heliumleitung zur Pumpe ist der Probenraum mit der Umgebung in Kontakt.

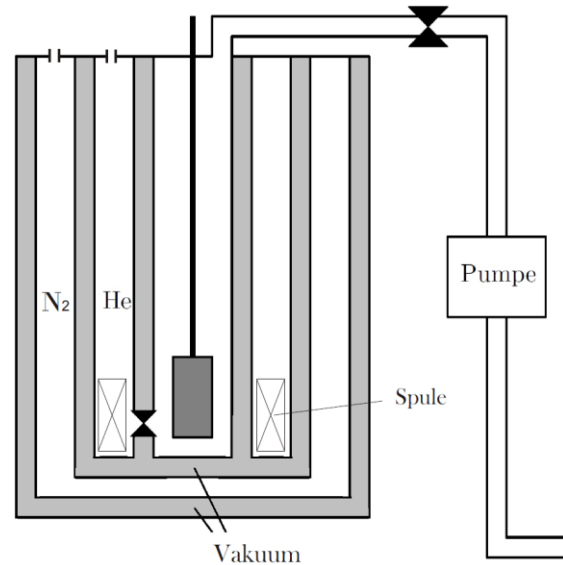


Abb. 3.4 Querschnitts-Schema des Helium-Durchfluss-Kryostaten

### 3.4 Durchgeführte Charakterisierungen

An den Proben wurden zuerst die Sprungtemperaturen ermittelt, um die Werte der Bauelemente mit äquivalenten Schichten zu vergleichen. Dafür wird das SQUID mit einem geringen konstanten Betriebsstrom gespeist und von einem Voltmeter die abfallende Spannung detektiert, die direkt proportional zum Widerstand des Bauelements ist. Durch fortwährende Variation der Probenhöhe in einer Helium-Kanne kann somit eine Temperaturabhängigkeit des Widerstands ermittelt werden, der bei der Sprungtemperatur  $T_C$  auf nahezu Null abfällt.

Die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms  $I_C$  von Josephsonkontakten wurde für YBCO-Schichten mit Gold-Clustern bisher nur an Brückenkontakten gemessen [9], es wurden bisher keine Werte für SQUIDs bzw. SQUID-Gradiometer bestimmt. Dafür wurden für jedes Bauelement Kurvenscharen von  $U(I)$ -Kennlinien aufgenommen, um Aussagen über den Einfluss von Gold-Clustern auf diesen Parameter zu gewinnen.

Zur Auswahl funktionstüchtiger Gradiometer für die temperaturabhängige Charakterisierung der Modulation in einem Magnetfeld wurden die Bauelemente in einer Stickstoff-Kanne überprüft. Bei mehreren, ausgewählten festen Betriebsströmen  $I_b$  variiert dabei der Spulenstrom  $I_{mag}$  immer in den gleichen festen Grenzen und reproduziert die gleichen Magnetfelder. Außerdem erhält man so die Parameter für den Betrieb der supraleitenden Bauelemente in Stickstoffumgebung.

Schlussendlich ist von Interesse, wie sich die Hubhöhen der Modulationen bei Änderung der Temperatur verhalten. Dabei werden die eben beschriebenen Messungen im Durchfluss-Kryostaten wiederholt. Die jeweiligen Temperaturen werden vom Regelgerät TIC-304 M eingestellt und auf einem konstanten Niveau gehalten. Problematisch sind bei diesen Messungen die langen Einkühlzyklen und die Tatsache, dass in Kombination mit dem „Ili“-Messstab jeweils nur ein Gradiometer vermessen werden kann. Das führt zu Messzyklen von mehreren Tagen pro Bauelement.

## 4 Ergebnisse

Alle Messungen wurden mit einem Programm von E. Heinz [1993] durchgeführt. Für die einzelnen Messaufgaben konnten einige Parameter festgelegt werden. Im Folgenden wird mit  $I_c$  immer der kritische Strom eines SQUIDs als Kombination der beiden kritischen Ströme der Josephsonkontakte bezeichnet, da er über die Messungen zugänglich ist.

### 4.1 Bestimmung der Sprungtemperatur

Zur Charakterisierung der Schichtqualität wurden die Bauelemente im „Multi“ ankontaktiert und der Messstab in der Helium-Kanne eingekühlt. Bei Temperaturen von etwa 10 K über der erwarteten kritischen Temperatur wurde ein automatisches Messprogramm gestartet. Das Programm speichert bei signifikanter Änderung von Widerstand oder Temperatur ein neues Datenpaar ab. Der Speisestrom für die SQUIDs wurde auf 10  $\mu\text{A}$  eingestellt, das Programm ermittelt aus dem detektierten Spannungsabfall selbständig einen Widerstand. Um Rauscheinflüsse auf die aufgenommenen Daten zu minimieren, wurde die Schrittweite für die Widerstandswerte auf das 3-fache der minimalen detektierbaren Änderung eingestellt. Um die Datenmenge in Grenzen zu halten wurde zudem die Schrittweite der Temperatur auf das 10-fache der Auflösung von  $\Delta T = 0,01$  K eingestellt. Für die verwendeten Messgeräte bedeutete dies, dass für  $\Delta R = 0,3$   $\Omega$  bzw. für  $\Delta T = 0,1$  K neue Messwerte aufgenommen wurden.

Da die Charakteristik der Bauelemente in einem relativ großen Temperaturbereich bestimmt werden sollte, musste die Probenhöhe in der Helium-Kanne in regelmäßigen Zeitintervallen leicht verändert werden, um eine gleichmäßige Temperaturänderung zu gewährleisten.

Da die Wärmeleitungsprozesse in der Probenkammer komplexer Natur sind, kann zwischen den Temperaturen von probe und Temperaturdiode eine Differenz bestehen. Aus diesem Grund wurde die Aufnahme der  $R(T)$ -Kennlinien der Bauelemente zweimal durchgeführt, zuerst bei Temperaturabsenkung bis unter  $T_c$  und anschließend bei Temperaturerhöhung,

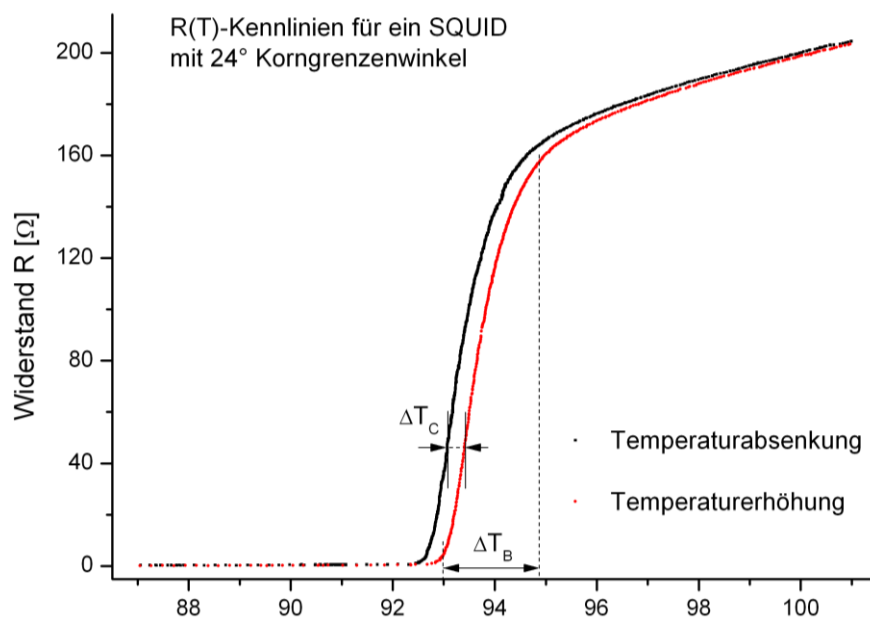


Abb. 4.1 Temperaturabhängigkeit des Widerstands eines YBCO-dc-SQUIDs

bis das SQUID wieder normalleitend war (Abb. 4.1).

Aus den Kennlinien können mehrere Kenngrößen der Bauelemente extrahiert werden. Es zeigt sich eine deutliche Temperaturdifferenz  $\Delta T_C$  zwischen gleichen Widerstandswerten des SQUIDs für die verschiedenen Messungen. Außerdem wird ersichtlich, dass der Widerstand nicht auf null springt, sondern in einem Übergangsbereich der Weite  $\Delta T_B$  relativ gleichmäßig abnimmt. Schließlich kann man aus dem Vergleich der beiden Kennlinien die Sprungtemperatur ableiten.

Die Bauelemente wiesen auch im normalleitenden Zustand vergleichbare Widerstände auf. Das weist auf vergleichbare Schichteigenschaften hin, da alle untersuchten Bauelemente die gleichen geometrischen Abmessungen für Strukturbreite und Schichtdicke aufweisen. Für eine Referenztemperatur von  $T = 100\text{ K}$  betrug der durchschnittliche Widerstand der Bauelemente mit  $24^\circ$ -Korngrenze  $R(100\text{ K}) \approx 200\ \Omega$  mit einer Streuung von  $\pm 40\ \Omega$ . Für die Probe mit  $36,8^\circ$ -Korngrenze gilt  $R(100\text{ K}) \approx 150\ \Omega$  bei einer Streuung von  $\pm 30\ \Omega$ . Ab einem Abfall des Widerstands auf rund 80 % dieser Werte ändert sich der Widerstand im Übergangsbereich  $\Delta T_B$  stark und relativ gleichmäßig. Die aus den Kennlinien ermittelten Werte von  $\Delta T_B \approx 2,0\text{ K}$  ( $24^\circ$ ) und  $\Delta T_B \approx 1,5\text{ K}$  ( $36,8^\circ$ ) korrelieren mit der gemessenen Widerstandsänderung von Supraleitung auf  $R(100\text{ K})$ .

Bei der Messung mit Temperaturabsenkung zeigt die Temperatur-Diode immer eine geringere Temperatur für vergleichbare Widerstände an. Im gesamten Übergangsbereich ist diese Differenz nahezu konstant. Durch Mittelung bei mehreren Widerstandswerten erhält man  $\Delta T_C$  für das jeweilige Bauelement. Für die Bauelemente mit  $24^\circ$ -Korngrenze erhält man einen Durchschnittswert von  $\Delta T_C \approx 0,3\text{ K}$ , für jene mit  $36,8^\circ$ -Korngrenze ist der Wert mit  $\Delta T_C \approx 0,6\text{ K}$  etwas größer. Wenn man aufgrund gleicher Prozessführung bei beiden Messungen von einem vergleichbaren Temperaturgradienten zwischen Temperaturdiode und Probe ausgeht, ergibt sich für die tatsächliche Sprungtemperatur der Mittelwert aus den zwei Messungen. Es wurde für Bauelemente mit  $24^\circ$ -Korngrenze ein durchschnittlicher Wert von  $T_C \approx 92,5\text{ K}$  ermittelt, für Bauelemente mit  $36,8^\circ$ -Korngrenze ein durchschnittlicher Wert von  $T_C \approx 92,0\text{ K}$ . Ein Einfluss der Gold-Cluster auf die Größe der Sprungtemperatur konnte nicht festgestellt werden.

Als  $T_C$  der jeweiligen Messungen wurde dabei die Temperatur identifiziert, unterhalb der sich der gemessene Widerstand erstmals nicht ändert. Gerade bei hohen Temperaturen nahe  $T_C$  und entsprechend kleinen kritischen Strömen kann der Einfluss des Rauschparameters  $\gamma$  (2.9) auf die  $U(I)$ -Kennlinien nicht vernachlässigt werden. Selbst bei kleinen Speiseströmen fällt an den Josephsonkontakten eine messbare Spannung ab, die vom Programm als Widerstand aufgenommen wird. Es bildet sich eine Fußstruktur bei der  $R(T)$ -Kennlinie aus. Indem man den Messstrom erhöht kann man diese Eigenschaft genauer untersuchen. Entsprechend wurden bei der Probe B143e mit  $36,8^\circ$ -Korngrenze  $R(T)$ -Kennlinien mit einem Messstrom von  $100\ \mu\text{A}$  aufgenommen (Abb.4.2). Für hohe Temperaturen bis  $T \approx 80\text{ K}$  ist der Widerstand nahezu konstant, da der Spannungsabfall am SQUID vom kaum von der Temperatur abhängigen Normalleitungswiderstand  $R_N$  dominiert wird. Bis zu  $T \approx 66\text{ K}$  sinkt der Widerstand stark. An den Josephsonkontakten fallen entsprechend Gleichung (2.8) mit den an-

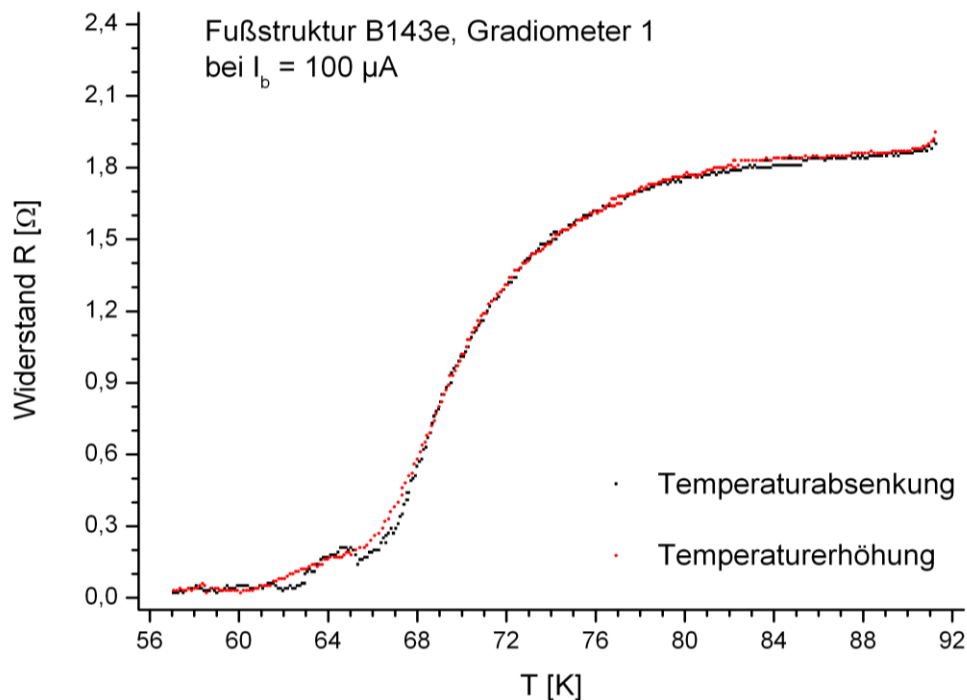


Abb. 4.2 Widerstandsabhängigkeit eines dc-SQUIDs für Temperaturen unter  $T_c$

wachsenden kritischen Strömen immer geringere Spannungen ab. Für  $T \leq 66$  K müsste der Widerstand direkt auf null abfallen, da der Speisestrom dann kleiner als  $I_c$  ist. Durch TAPS fällt aber noch bis  $T \approx 58$  K eine messbare Spannung am SQUID ab.

## 4.2 Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms

Um  $U(I)$ -Kennlinien mit dem „Multi“ aufzunehmen wird das Spannungssignal zur Rauschunterdrückung durch einen Tiefpass-Verstärker 1000-fach verstärkt. Die SMU generiert im stromgetriebenen Modus Speiseströme in äquidistanten Abständen. Die Grenzen und Schrittweiten können für jeden Datensatz durch das Programm festgelegt werden. Die SMU detektiert auch das verstärkte Spannungssignal, dessen effektiver Wert über eine Messzeit von  $T_M = 20$  ms gemittelt wird, um Schwankungen zu unterdrücken. Bei den Messungen wurde zudem darauf geachtet die SQUIDS nur in einem begrenzten Spannungsbereich zu vermessen, um Rückkopplungen der Elektronik zu vermeiden. Außerdem wurde der maximale Betriebsstrom auf  $I_b \leq 1,5$  mA beschränkt, um einer Degradation der Josephsonkontakte durch Ladungsträgerdiffusion bzw. einer Zerstörung bei zu hohem Leistungsumsatz keinen Vorschub zu leisten.

Aufgrund der festgestellten Temperaturdifferenz zwischen Probe und Temperaturdiode wurden für jede Temperatur zwei Messungen durchgeführt. Bei Temperaturabsenkung wurde der Strom zwischen null und einem positiven Wert variiert, so dass neben der Strombegrenzung auch die über dem SQUID abfallende Spannung  $U = 600$   $\mu$ V nicht überschritten hat. Bei diesen Messungen wurde die Temperatur von  $T_c$  ausgehend abgesenkt und in Schritten von  $\Delta T = 1$  K neue Messungen gestartet. Anschließend wurden für Temperaturerhöhung Kennlinien bei den selben Temperaturen aufgenommen und der Strom dabei zwischen dem negativen und dem positiven Maximalwert der ersten Messung variiert (Abb. 4.3).

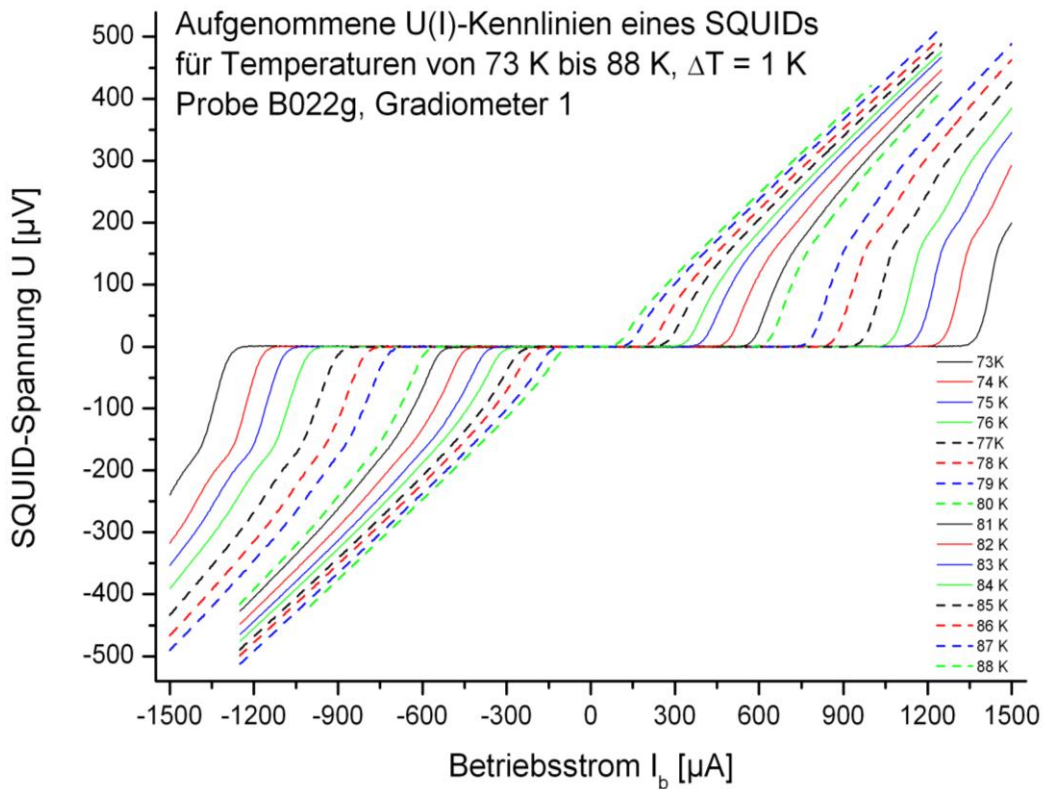


Abb. 4.3 U(I)-Kennlinie bei Messung mit Temperaturerhöhung

Durch diese symmetrischen Kennlinien kann man zudem Aussagen über eine mögliche Hysterese der SQUIDS treffen. Um eine Aussage über den Einfluss der Temperaturdifferenz treffen zu können wurde die Temperaturdrift in der Probenkammer bestmöglich begrenzt. Während der Aufnahme einer Kennlinie änderte sich die Temperaturanzeige der Diode um maximal  $\Delta T_M = 0,4$  K, meist galt  $\Delta T_M = 0,2$  K. Zudem wurde die Temperatur  $T_S$  notiert, ab der im

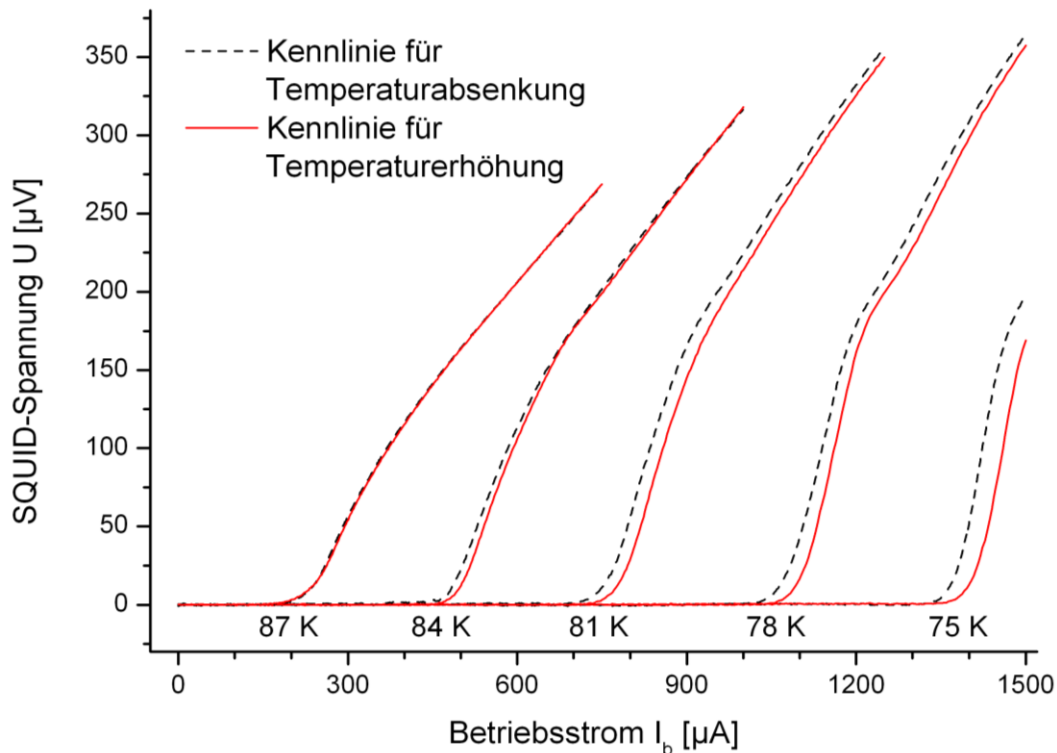


Abb. 4.4 Vergleich der U(I)-Kennlinien der beiden Messungen für gleiche Temperaturen

positiven Stromzweig eine Spannung detektiert wurde. Indem nahezu dieselbe Temperatur  $T_S$  für die zweite Messung erreicht wurde, waren die beiden Messungen vergleichbar. Dabei ergibt sich ein geringer Unterschied beim kritischen Strom (Abb. 4.4). Dieser kann auf die unterschiedliche Temperaturdrift zurückgeführt werden. Die Messung mit symmetrischen Stromwerten weist fast immer einen größeren Wert für  $I_C$  auf. Man erkennt aber an Abb. 4.4 trotzdem den systematischen Fehler, der diesem Messprinzip innewohnt. Der Temperatursensor reagiert auf Abkühlung und Erwärmung schneller, die Schicht auf dem thermisch isolierten Substrat deutlich später. Das ist eine direkte Folge der besseren thermischen Wärmeleitung des Kupferprobenhalters (Abb. 3.3), mit dem die Temperatur-Diode direkt kontaktiert ist, gegenüber der Wärmeleitung des reinen Helium-Gases in der Probenkammer.

Bei den aufgenommenen Kennlinien konnte kein hysteretisches Verhalten festgestellt werden. Für SQUIDs mit geringem Rauschen ( $\gamma < 2$ ) und kleinem Stewart-McCumber-Parameter ( $\beta_C \ll 1$ ) kann die kritische Stromstärke  $I_C$  sehr gut durch RCSJ-Fit (2.8) ermittelt werden [16]. Die Genauigkeit hängt dabei vom Verhältnis des maximalen Betriebsstroms  $I_b$  zur kritischen Stromstärke  $I_C$  ab. Nur wenn das Normalleitungsverhalten der Josephsonkontakte für große  $I_b$  erkennbar ist, sind die ermittelten Werte insbesondere für  $R_N$  verlässlich. Gemeinsam mit den notierten Temperaturen  $T_S$  ergeben die ermittelten kritischen Ströme die gesuchte Abhängigkeit.

Für alle Bauelemente ist eine vergleichbarer funktioneller Zusammenhang der  $I_C(T)$ -Kennlinie erkennbar. Für SQUIDs mit  $24^\circ$ -Korngrenzen-Kontakten gehorcht die Abhängigkeit dabei für Temperaturen zwischen  $T_C$  und  $T \approx 70$  K der Formel

$$I_C(T) = I_C(0 \text{ K}) \cdot \left(1 - (T/T_C)\right)^m. \quad (4.1)$$

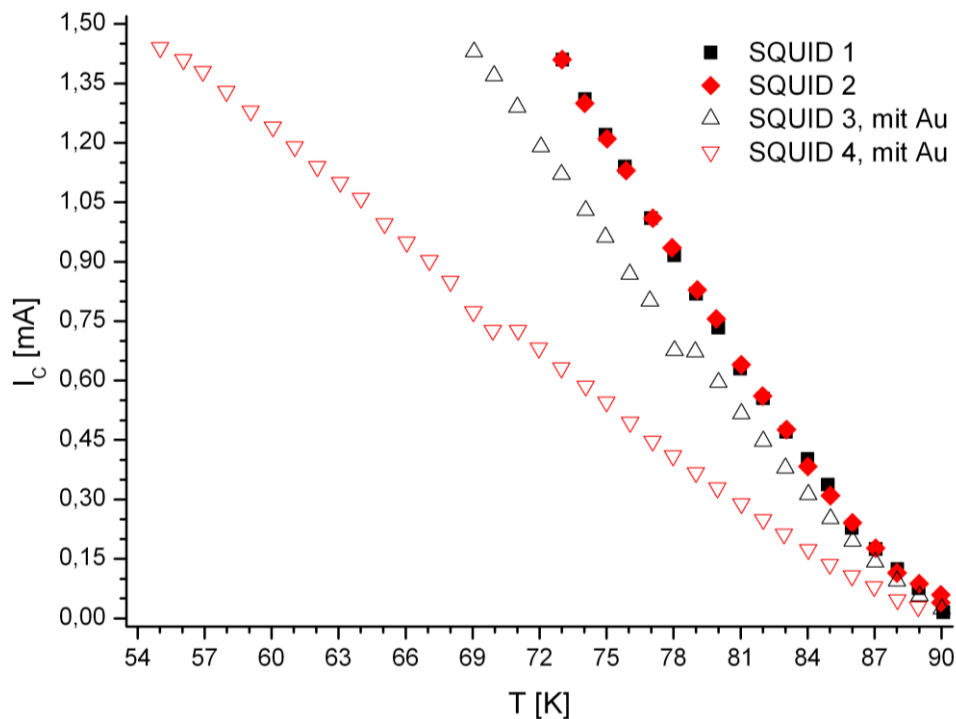


Abb. 4.5 Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms für eine Probe mit  $24^\circ$ -Korngrenze



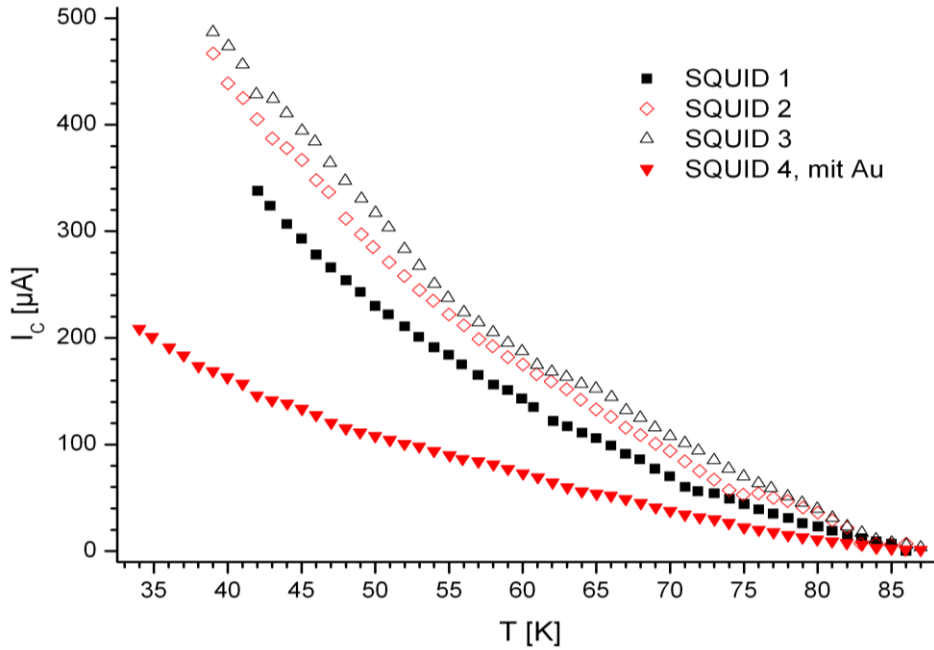


Abb. 4.6 Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms für eine Probe mit 36,8°-Korngrenze

Hierbei bezeichnet  $I_c(0\text{ K})$  einen Parameter, der den fiktiven kritischen Strom beim Temperaturnullpunkt beschreibt. Der Exponent  $m$  wird von Hilgenkamp und Mannhart [4] für Temperaturen nahe  $T_c$  mit 2 angegeben, bezogen allerdings auf einen deutlich kleineren Temperaturbereich. In einer vorherigen Arbeit wurde eine gute Übereinstimmung für YBCO-Korngrenzenkontakte mit  $m \approx 1,25$  gefunden [9]. Für die hier vermessenen SQUIDs ergibt sich bei guter Übereinstimmung mit Gleichung (4.1) ein mittlerer Wert von  $m \approx 1,4$  (Abb. 4.5).

Für SQUIDs mit 36,8°-Korngrenzen-Kontakten ist für Temperaturen bis  $T \approx 40\text{ K}$  ebenfalls eine Abhängigkeit nach Gleichung (4.1) erkennbar (Abb. 4.6). Hier erhält man für die SQUIDs 1 bis 3 (ohne Gold-Cluster) einen Exponenten von  $m \approx 2$ , während für SQUID 4  $m = 1,4$  gilt.

Bei den ermittelten Werten von  $I_c$  und  $R_N$  erkennt man eine Abhängigkeit vom Korngrenzenwinkel und verwendeten Gold-Clustern. Die Bauelemente auf dem Substrat mit einer 36,8°-Korngrenze weisen in Übereinstimmung mit anderen Messungen in Abhängigkeit des Korngrenzenwinkels [4] deutlich geringere kritische Stromstärken auf, aber die ermittelten Normalleitungswiderstände sind signifikant größer. Um SQUIDs auf verschiedenen Substraten miteinander zu vergleichen wird in der Regel deren  $I_c R_N$ -Produkt betrachtet.

Tabelle 4.1 zeigt einen Vergleich der aus den Fits ermittelten Kenngrößen und dem resultierenden  $I_c R_N$ -Produkt für  $T = 77\text{ K}$ , die einen Vergleich mit anderen Proben der Arbeitsgruppe ermöglicht. In Abhängigkeit der kritischen Stromdichte entsprechen die gefundenen Daten dabei bisherigen Erkenntnissen. Die Abhängigkeit der hier vermessenen Proben ist in Abb. 4.7 dargestellt. Bei Betrachtung der  $I_c R_N$ -Produkte aller Proben erkennt man, dass die Reduktion des  $I_c$  bei Anwesenheit von Gold-Clustern durch die Steigerung von  $R_N$  nahezu kompensiert wird, in einigen Fällen werden sogar größere  $I_c R_N$ -Produkte beobachtet.

Bauelement	$I_C [\mu A]$	$R_N [\Omega]$	$I_C R_N [\mu V]$
B022g, G1	1010	0,38	381
B022g, G2	1010	0,34	344
B022g, G3, mit Au	801	0,40	319
B022g, G4, mit Au	447	0,70	311
B046e, G1	972	0,36	354
B046e, G2	855	0,34	292
B046e, G3, mit Au	1170	0,35	410
B046e, G4, mit Au	788	0,48	379
B047f, G1	1050	0,37	392
B047f, G2	1100	0,39	428
B047f, G3	894	0,44	394
B047f, G4, mit Au	489	0,53	261
B143e, G1	35	1,81	63
B143e, G2	50	1,58	79
B143e, G3	59	1,48	88
B143e, G4, mit Au	18	2,24	40

Tabelle 4.1 Kenngrößen der vermessenen SQUIDs für  $T = 77\text{ K}$

Für die Bauelemente auf den Bikristallen B022g und B143e sind die Gold-Cluster aus einer Schicht der Dicke  $d = 5\text{ nm}$  entstanden, für die Bikristalle B046e und B047f gilt  $d = 1\text{ nm}$ . Bei minimaler Schichtdicke ist die Verringerung von  $I_C$  nicht so deutlich. Bei der Probe B046e ist eine Erhöhung der kritischen Stromstärke für das SQUID-Gradiometer 3 zu beobachten, welches lediglich unter der kleinen SQUID-Fläche eine Goldschicht aufweist. Auch bei der Probe B022g ist ein deutlicher Unterschied der kritischen Ströme der SQUID-Gradiometer 3 und 4 zu beobachten. Hier liegt die kritische Stromstärke des SQUIDs 4 nur bei etwa 60 % des Wertes von SQUID 3. Außerdem gibt es bei diesen beiden Bikristallen, die mit dem „positiven“ Prozess strukturiert wurden, einen signifikanten Unterschied des Parameters  $R_N$  zwischen den SQUIDs 3 und 4.

Da für alle SQUIDs das gleiche Layout verwandt wurde, verhalten sich die kritischen Stromdichten  $j_C$  genauso wie die kritischen Ströme. Wenn man eine homogene Stromdichteverteilung über dem Querschnitt der beiden Josephsonkontakte annimmt, erhält man für SQUIDs mit  $3\text{ }\mu\text{m}$  breiten Stegen und einer Schichtdicke von  $150\text{ nm}$  Werte in der Größenordnung von  $j_C \approx 1 \cdot 10^5\text{ A/cm}^2$  ( $24^\circ$ -Korngrenze) bzw.  $j_C \approx 5 \cdot 10^3\text{ A/cm}^2$  ( $36,8^\circ$ -Korngrenze). Vor allem für die SQUIDs mit Gold-Clustern aus einer Goldschicht mit  $d = 5\text{ nm}$  sind die kritischen Stromdichten deutlich kleiner, für die Gradiometer 4 nur etwa halb so groß. Das bestätigt grundsätzlich die Aussagen der Studienarbeit Daniel Kuhwald [9], der für  $24^\circ$ -Korngrenzen an einfachen Josephsonkontakten diese  $j_C$ -Reduktion nachgewiesen hat. Eine Übersicht der  $I_C R_N$ -Produkte ist in Abb. 4.7 dargestellt.

Für grundlegende Aussagen des Einflusses der Goldschichtdicke fehlt das notwendige statistische Material. Interessant ist aber die Tatsache, dass auch für größere Korngrenzenwinkel (hier  $36,8^\circ$ ) die Reduktion der kritischen Stromstärke, einhergehend mit einer gleichzeitigen Steigerung von  $R_N$ , erstmals nachgewiesen werden konnte.

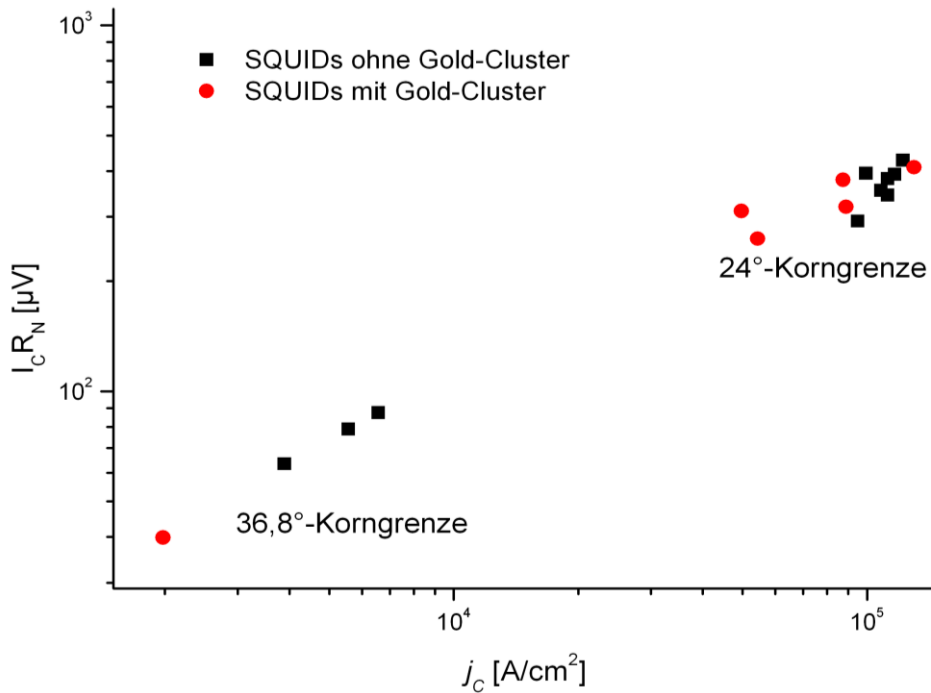


Abb. 4.7  $I_C R_N$ -Produkte in Abhängigkeit der kritischen Stromdichte für alle vermessenen SQUIDs

### 4.3 Betriebsstromabhängigkeit des SQUID-Hubs

Für eine hinreichende Stabilität des Betriebsstroms und zum Schutz der Bauelemente wurde das SQUID im „Ili“ durch die SMU über einen Eingangswiderstand  $R_{E,1} = 10 \text{ k}\Omega$  betrieben. Eine kleine Spule mit 5 Windungen und einem Durchmesser von 0,5 mm wurde auf den Probenhalter des Messstabes geklebt und an einen weiteren Eingangswiderstand von  $R_{E,2} = 10 \text{ k}\Omega$  angeschlossen. Für die Messungen wurde die Probe derart auf dem Probenhalter befestigt, dass die Spule unter einer der beiden Antennen des Gradiometers lag. Die 1000-fach verstärkte Ausgangsspannung des Messstabs wurde zusätzlich noch 10-fach durch einen Tiefpass-Verstärker verstärkt und von der SMU detektiert.

Da nun mit einem neuen Messsystem gearbeitet wurde, war ein Test der Reproduzierbarkeit der Kenngrößen für die verschiedenen Messstäbe für eine Probe erforderlich. Für das Gradiometer 3 der Probe B047f wurden dafür  $U(I)$ -Kennlinien und SQUID-Modulationen in direkter Folge mit beiden Messstäben aufgenommen. Der Vergleich zeigt:

- Das beobachtete peak-to-peak Spannungs-Rauschen für  $I_b < I_C$  liegt im „Multi“ etwa bei  $\Delta U_{R,pp} \approx 1,5 \text{ }\mu\text{V}$ , im „Ili“ gilt  $\Delta U_{R,pp} \approx 0,2 \text{ }\mu\text{V}$ .
- Es gilt  $I_C(\text{„Multi“}) < I_C(\text{„Ili“})$ , aber der Quotient  $\Delta I_C / I_C$  beträgt lediglich 0,5 %.
- Der maximale Spannungshub, den der „Multi“ detektieren kann, liegt trotz nahezu identischer  $U(I)$ -Kennlinie bei lediglich 85 % des Wertes des „Ili“.

Dieser Vergleich zeigt, dass die Verbesserung am Messstab „Ili“ für hochgenaue Messungen notwendig sind und signifikanten Erfolg haben. Die geringe Differenz bei den Werten von  $I_C$  lässt sich in Verbindung mit dem thermischen Rauschen (TAPS) direkt auf das Rausch-Niveau zurückführen. Der Einfluss des Rauschens auf die Hubhöhe erklärt sich aus der Mittelung beim vorgenommenen Fit. Zudem wurde für beide Messungen eine geringe Änderung von  $I_C$  bei Drehung der Probe im Erdmagnetfeld beobachtet. Durch Drehung des Messstabs wirken

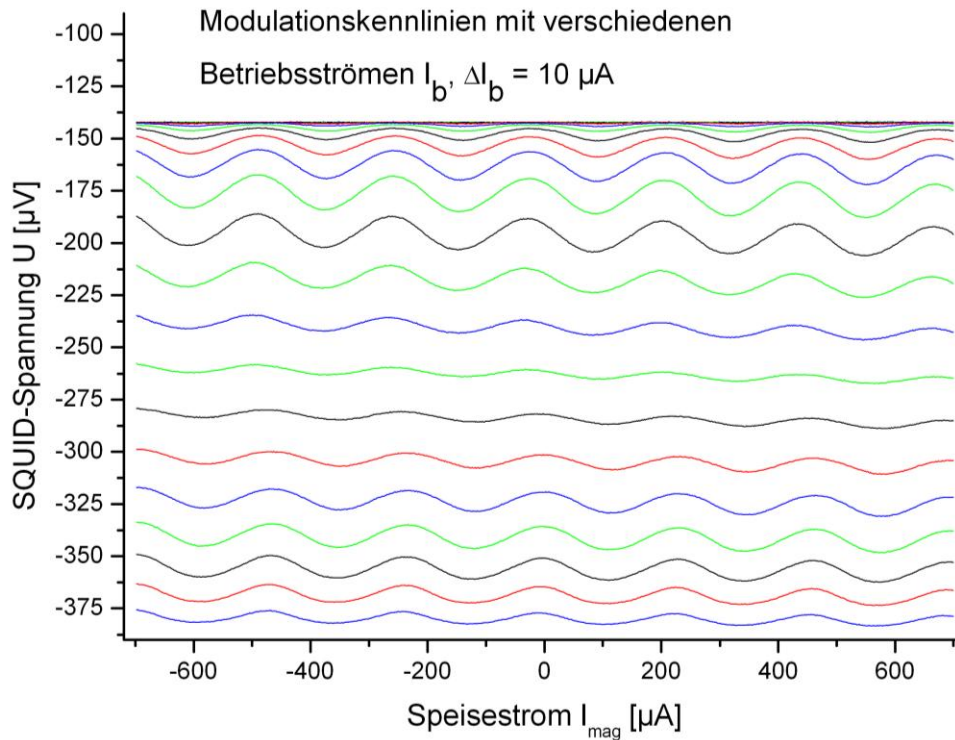


Abb. 4.8 Übersicht der SQUID-Modulationen für B022g, Gradiometer 4 in flüssigem Stickstoff

andere Umgebungsfelder auf das SQUID und bewirken zusätzliche Abschirmströme. Man erkennt daran die ungenügende Schirmwirkung des verwandten  $\mu$ -Metall-Zylinders.

Für die neuen Messungen im Stickstoff-Bad wurde für jedes Bauelement eine neue  $U(I)$ -Kennlinie aufgenommen, um den aktuellen kritischen Strom der SQUIDs nach längerer Lagerung zu bestimmen. Auch bei möglichst guter Passivierung der YBCO-Schichten gegen Sauerstoff-Diffusion wurden Änderungen der kritischen Stromstärke festgestellt [11]. Die Qualität der hier vermessenen Proben hat mangels einer Passivierung schneller abgenommen.

Anschließend wurde ein Modulationsprogramm gestartet. Ausgehend von einem Betriebsstrom  $I_b$ , bei dem noch kein Spannungsabfall zu erkennen war, wurde für mehrere Ströme in äquidistanten Abständen das lokale Magnetfeld am Gradiometer durch die Spule geändert. Dafür wurde der Strom durch die Spule mittels einer zweiten Stromquelle in festgelegter Schrittweite von  $I_{mag} = -700 \mu\text{A}$  auf  $I_{mag} = +700 \mu\text{A}$  erhöht (Abb. 4.8). Durch die Spannungsbegrenzung der Stromquelle und den Wert von  $R_{E,2}$  waren größere Magnetfeldänderungen nicht möglich. In der Regel betrug  $\Delta I_b = 10 \mu\text{A}$ , für die Probe B143e mit deutlich geringeren Werten von  $I_c$  wurde die Schrittweite geringer gewählt.

Mit Hilfe des Spektrums der Modulationskennlinien kann man Aussagen über die Symmetrie der Josephsonkontakte des SQUIDs und mögliche Resonanzen der  $U(I)$ -Kennlinien treffen. Wenn die mittlere Spannung von der Richtung des magnetischen Feldgradienten und damit von der Richtung des Differenzstroms  $I_d$  der supraleitenden Antennen abhängt, weist das auf Josephsonkontakte mit verschiedenen  $I_c$  hin. Resonanzen erkennt man an einer vorübergehenden Abnahme des Hubs und einer Phasenänderung der Modulation, entweder einer kontinuierlichen Verschiebung oder einem Sprung von  $180^\circ$ .

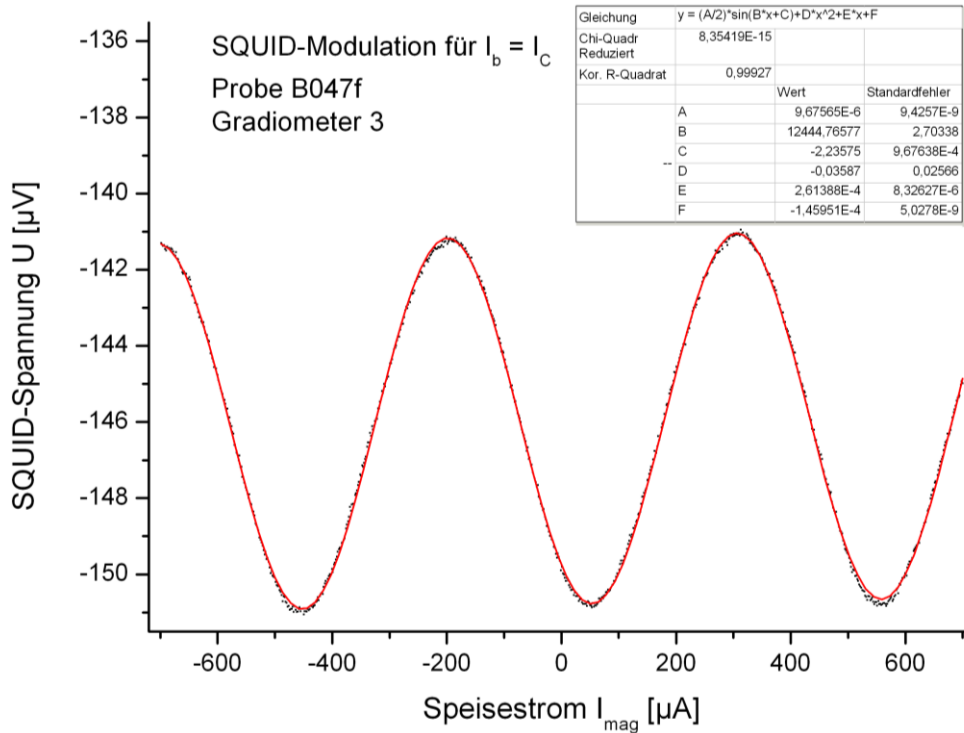


Abb. 4.9 SQUID-Modulation als Funktion des Spulenstroms mit angepasster Fit-Funktion für großen Hub nahe  $I_c$

Um den Hub aus den einzelnen Modulationskennlinien zu extrahieren nimmt man eine sinusförmige Abhängigkeit für  $U(\Phi)$  an. Zusätzlich ist die Überlagerung der Modulation des SQUIDs mit einer Modulation der Josephsonkontakte ( $D$ ), deren angesprochen Asymmetrie ( $E$ ), die Überlagerung des vom SQUID erzeugten Fluss mit den nur bedingt abgeschirmten Umgebungsfeldern ( $C$ ) und einem konstanten Spannungs-Offset der Messelektronik ( $F$ ) zu beachten. Wenn man eine von der relativen Spulenposition zu den Antennen, deren Induktivität  $L_a$  und der Koppelinduktivität  $L_m$  des SQUIDs abhängige Induktivität  $L_{Gr}$  annimmt, die dem Strom  $I_{mag}$  einen Fluss  $\Phi_{mag}$  durch das SQUID zuordnet, erhält man als Fit-Formel:

$$U(I_{mag}) = \frac{\Delta U}{2} \cdot \sin\left(2\pi \frac{L_{Gr} \cdot I_{mag}}{\Phi_0} + C\right) + D \cdot (I_{mag})^2 + E \cdot I_{mag} + F \quad (4.2)$$

Die Offset-Spannung ist aus messtechnischen Gründen negativ, daher führt eine Minimierung von  $I_c$  durch die Modulation der Josephsonkontakte zu einer kleineren Spannung, was einem  $D < 0$  entspricht. In der in Abb. 4.9 dargestellten Formel entspricht  $A$  dem Hub  $\Delta U$  und  $B = 2\pi \cdot L_{Gr}/\Phi_0$  der Strom-zu-Fluss-Transformation.

Für Betriebsströme nahe  $I_c$  erhält man für Messungen im Stickstoff-Bad eine gut Übereinstimmung mit dem Fit und auch die maximalen Hübe. Aus den Modulationskennlinien kann man die für das Erreichen des minimalen sowie maximalen kritischen Stroms des SQUIDs erforderlichen Spulenströme ablesen. Durch die Aufnahme von  $U(I)$ -Kennlinien bei konstanten Magnetfeldern kann man so die maximale Änderung von  $I_c$  ermitteln.

Die Betriebsstromabhängigkeit des Hubs (Abb. 4.10) zeigt für alle Bauelemente einige widerkehrende Charakteristika. Bereits für Ströme  $I_b$ , die deutlich kleiner als  $I_c$  sind, kann durch thermische Aktivierung eine Spannungsdifferenz festgestellt werden. Nachdem für  $I_b \approx I_c$  ein erstes Maximum des Hubs erkennbar ist, sinkt der Hub für etwas größere Ströme bei gleichzeitiger Phasenänderung der Modulation ab. Anschließend wird ein zweites, etwas flacheres

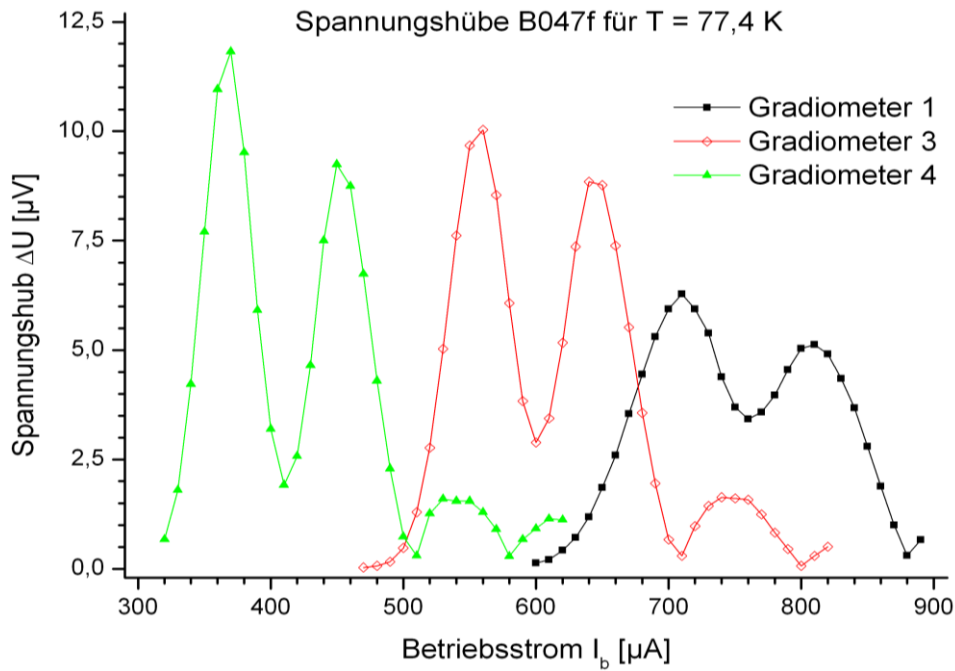


Abb. 4.10 Hubhöhe der SQUID-Modulation als Funktion des Betriebsstroms für drei Gradiometer einer Probe

Maximum beobachtet. Schließlich kann für die meisten Gradiometer auch ein zweites Minimum beobachtet werden. Dieses Minimum ist immer mit einer  $180^\circ$ -Phasenverschiebung verbunden. Die Minima der Hubabhängigkeit korrespondieren für alle Proben mit einer charakteristischen Spannung. Bei diesen Spannungen nähern sich die  $U(I)$ -Kennlinien, die sich durch minimales respektive maximales  $I_c$  auszeichnen, einander an oder aber schneiden sich (in Abb. 4.11 für B047f, Gradiometer 3 dargestellt). Ob es beim ersten Minimum zu einem Schnittpunkt der Kennlinien kommt, hängt von der Stärke der Phasenänderung bei aufeinander folgenden Modulationen ab.

Bei den Gradiometern mit  $36,8^\circ$ -Korngrenze ist ein Schnittpunkt nicht zu beobachten. Beim zweiten Minimum ist immer ein Schnittpunkt der Kennlinien zu beobachten.

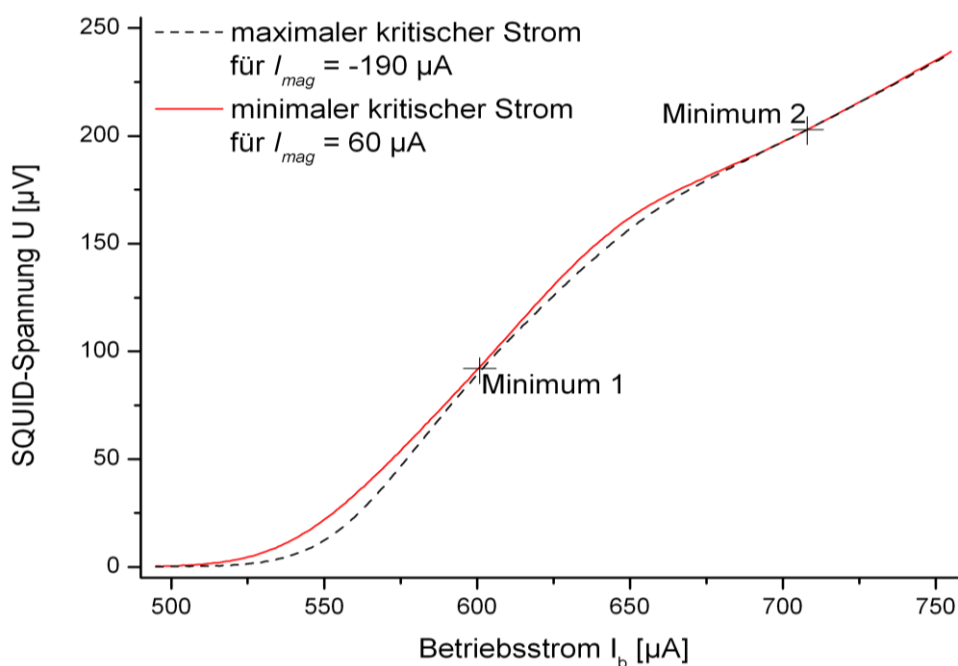


Abb. 4.11 Resonanzen bei charakteristischen Spannungen, erkennbar für  $U(I)$ -Kennlinien mit maximalem  $\Delta I_c$

Die charakteristischen Spannungen sind für die drei Proben mit 24°-Korngrenze alle im gleichen Bereich. Das erste Minimum liegt hier bei  $U_1 \approx 95 \mu\text{V}$ , das zweite wird für  $U_2 \approx 205 \mu\text{V}$  beobachtet. Das zweite Minimum ist aufgrund des geringen Hubs bei großen Strömen und kleinem Normalleitungswiderstand für hohe Temperaturen schwierig zu bestimmen. Für die Proben mit 36,8°-Korngrenze liegen die Werte mit  $U_1 \approx 130 \mu\text{V}$  und  $U_2 \approx 230 \mu\text{V}$  etwas höher. Hier ist auch das zweite Maximum deutlich kleiner als das erste, was zu einer Verschiebung des erkennbaren Hubminimums führen kann. Der gemessene betriebsstromabhängige Hub kann dabei als eine Überlagerung aus der Transferfunktion (2.17), die Resonanzen nicht berücksichtigt, und den beobachteten Resonanzen beschrieben werden.

Beim Vergleich des maximalen Hubs der einzelnen Bauelemente erkennt man einen Zusammenhang zur Schichtherstellung. Zum Vergleich der Bauelemente sind in Tabelle 2 zudem die  $I_C R_N$ -Produkte der SQUIDs und der jeweilige Induktivitätsparameter  $\beta_L$  angegeben. Die zur Berechnung dieses Parameters nötigen SQUID-Induktivitäten wurden mit Hilfe der Ergebnisse von Tankred Vogt [14] aus den ermittelten SQUID-Abmessungen bestimmt. Es wurde für vergleichbare Schichten eine normierte Kopplungsinduktivität von  $2,1 \text{ pH}/\mu\text{m}$  gefunden. Für eine Kopplungsinduktivität der Länge  $l_m = 30 \mu\text{m}$  erhält man somit einen Wert von  $L_m = 63 \text{ pH}$ . Zusammen mit einer für SQUIDs dieses Layouts angenommenen parasitären Induktivität  $L_p = 20 \text{ pH}$  ergibt das einen Wert von  $L_s = 83 \text{ pH}$  für Experimente im Stickstoff-Bad.

Bauelement	$I_C [\mu\text{A}]$	$R_N [\Omega]$	$I_C R_N [\mu\text{V}]$	$\Delta U [\mu\text{V}]$	$\beta_L$
B022g, G1	547,4	0,36	197	3,1	22,0
B022g, G2	655,4	0,35	232	4,4	26,3
B022g, G4, komplett mit Au	293,2	0,86	251	16,4	11,8
B046e, G1	624,5	0,35	218	5,2	25,1
B046e, G2	751,0	0,34	258	5,7	30,1
B046e, G3, SQUID mit Au	833,7	0,30	253	9,9	33,5
B046e, G4, komplett mit Au	526,7	0,48	253	12,2	21,1
B047f, G1	711,1	0,40	285	6,3	28,5
B047f, G2	665,7	0,40	264	5,1	26,7
B047f, G3, Antenne mi Au	561,1	0,48	267	10,1	22,5
B047f, G4, komplett mit Au	375,9	0,62	234	11,9	15,1
B143e, G1	20,2	1,73	35	4,6	0,8
B143e, G2	26,6	1,55	41	7,0	1,1
B143e, G3, Antenne mi Au	38,8	1,52	59	13,8	1,6
B143e, G4, komplett mit Au	7,72	2,51	19	5,8	0,3

Tabelle 4.2 Vergleich des maximalen Hubs aller vermessener Gradiometer für  $T = 77,4 \text{ K}$

Man erkennt einen deutlich größeren maximalen Hub für alle Bauelemente, bei denen entweder die Antenne, das SQUID oder beides mit Gold-Clustern versehen ist. In der Regel ist der Hub für das komplett von Gold-Clustern durchsetzte Gradiometer noch etwas größer (siehe Abb. 4.10). Die einzige Ausnahme bildet das Gradiometer 4 der Probe B143e. Hier beträgt wegen des äußerst geringen kritischen Stroms allerdings der Induktivitätsparameter nur  $\beta_L \approx 0,3$ , was eine geringere Hubhöhe aufgrund der geringeren Flussempfindlichkeit zur Folge hat. Ansonsten weisen die Bauelemente mit Gold-Clustern einen weniger von  $\beta_L = 1$  abweichenden Wert auf, was für eine bessere Funktionalität der SQUIDs spricht.



#### 4.4 Temperaturabhängige Charakterisierung des Hubs

Bereits für Temperaturen nahe  $T_C$  kann man mit dem „Ili“ SQUID-Modulationen für die Gradiometer mit 24°-Korngrenze beobachten. Für die verschiedenen Temperaturen kann man jeweils wieder eine Betriebsstromabhängigkeit des Hubs erkennen. Mit der Änderung des kritischen Stroms  $I_C(T)$  verschieben und verändern sich auch die Hub-Kurven (Abb. 4.12). Für das Gradiometer 3 der Probe B047f, beim dem lediglich unter den Antennen eine Goldschicht von  $d = 1\text{nm}$  liegt, erkennt man mit Absenkung der Temperatur einen stetigen Anstieg des maximalen Hubs, auch der Hub des ersten Minimums wird immer größer. Außerdem werden die Spitzen der Kurve immer schmaler während die charakteristischen Spannungen der beiden Minima für alle Temperaturen stabile Werte annehmen. Bei dem angesprochenen Bauelement gilt  $U_1 \approx 90\text{ }\mu\text{V}$  und  $U_2 \approx 200\text{ }\mu\text{V}$ . Bei hohen Temperaturen mit entsprechend kleinem  $I_C$  kann das zweite Minimum nicht mehr genau identifiziert werden. Zu-

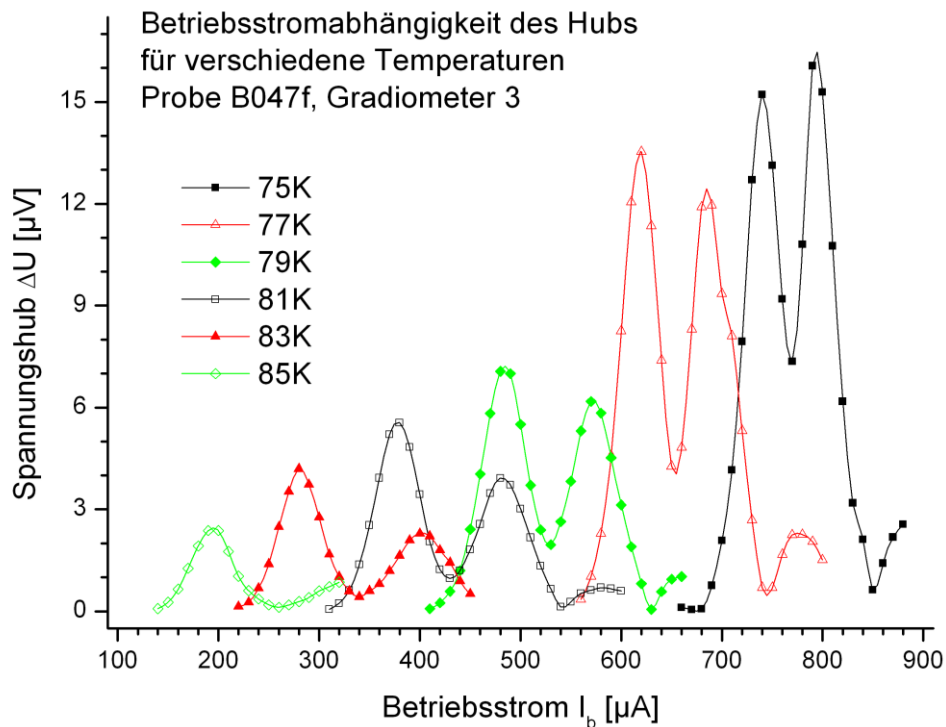


Abb. 4.12 Betriebsstromabhängige Modulationshübe für ein Gradiometer mit Gold-Clustern in den Antennen

dem scheint sich das Maximum des Hubs bei tieferen Temperaturen in die zweite Spitze der Kurve zu verschieben. Der Anstieg des zweiten Maximums mit sinkender Temperatur ist deutlich stärker als der des ersten. Dies spricht dafür, dass das theoretische Maximum des Hubs für dieses Bauelement immer für Betriebsströme von  $I_b \approx I_C + 30\text{ }\mu\text{A}$  zu erwarten ist. Es wird aber immer von der ersten Resonanz überlagert. Ob dies systematischen Charakter hat konnte nicht geklärt werden, da Gradiometer 4 der Probe als Vergleich nach mechanischer Beschädigung leider nicht mehr zur Verfügung stand. Auf alle Fälle wurde ein derartiges Verhalten so für Gradiometer dieses Typs bisher nicht beobachtet bzw. dokumentiert.

Für ein komplett mit Gold-Clustern versehenes Bauelement wie Gradiometer 4 der Probe B022g ergibt sich eine ähnliche Abhängigkeit (Abb. 4.13). Für Temperaturänderungen am Regelgerät TIC-304 M zwischen  $T_{RG} = 88\text{ K}$  und  $T_{RG} = 81\text{ K}$  sowie zwischen  $T_{RG} = 75\text{ K}$  und  $T_{RG} = 71\text{ K}$  ist ein stetiger Anstieg des maximalen Hubs erkennbar. Während der Modulationskenn-



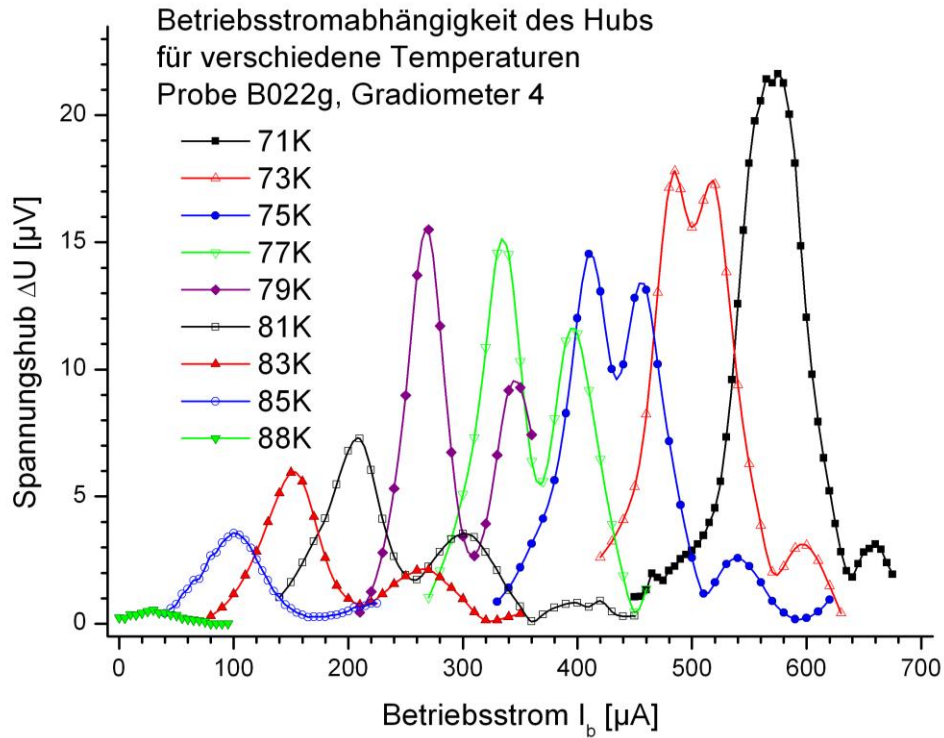


Abb. 4.13 Betriebsstromabhängige Modulationshübe für ein SQUID-Gradiometer mit Gold-Clustern

linienaufnahme für  $T_{RG} = 79$  K wurde ein Sprung in der Spannung und ein anschließendes Verschwinden der SQUID-Modulation festgestellt. Bei einer Test-Messung bei  $T_{RG} = 77$  K wurde ein sehr geringer kritischer Strom festgestellt, da offensichtlich ein großer magnetischer Fluss in das SQUID oder die supraleitenden Antennen eingekoppelt hatte, der das maximale  $I_c$  entsprechend Gleichung (2.12) stark herabsetzt. Durch Erwärmung der Probe auf  $T = 95$  K wurden die Abschirmströme im Gradiometer vernichtet. Anschließend wurden noch die angegebenen Messungen für  $T_{RG} = 77 \dots 71$  K getätigt. Es ist möglich, dass in der Probenkammer trotz allem noch ein magnetisches Restfeld konserviert war, z.B. durch die  $\mu$ -Metall-Schirmung. Dies würde einen geringeren Hub für die Messungen bei  $T_{RG} = 77$  K und  $T_{RG} = 75$  K erklären. Allerdings liegen die ermittelten Hübe für  $T_{RG} = 77$  K und  $T_{RG} = 75$  K auch deutlich über den theoretisch ermittelten Werten. Der maximale Hub steigt an, der Hub im ersten Minimum wird immer größer aber der Wert des zweiten Maximums nähert sich dem des ersten an. Bei vergleichbaren Temperaturen liegt der maximale Hub in der selben Größenordnung wie für das vorherige Gradiometer. Allerdings sind die benötigten Betriebsströme deutlich geringer. Für das angegebene Bauelement ist bei  $T_{RG} = 71$  K das erste Minimum kaum noch erkennbar. Hier liegen Maximum des Hubs und Spannungsresonanz für den gleichen Betriebsstrom  $I_b \approx 570 \mu A$  vor, was einer Differenz zur ermittelten kritischen Stromstärke von  $\Delta I \approx 25 \mu A$  entspricht. Für dieses Gradiometer liegen die charakteristischen Spannungen bei  $U_1 \approx 100 \mu V$  und  $U_2 \approx 220 \mu V$ . Auch dieser Effekt wurde so noch nicht beobachtet und scheint eine Besonderheit der Gradiometer mit Gold-Clustern zu sein.

Zum Vergleich des erwarteten Modulationsverhaltens von SQUIDs wird häufig ihr  $I_c R_N$ -Produkt als Richtgröße verwandt. Mit Hilfe der Gleichungen (2.16) und (2.17) und des Parameters  $\beta_L$  (2.15) kann, allerdings ohne Berücksichtigung des Resonanzverhaltens, auch ein theoretischer Vergleichswert für den maximalen Hub berechnet werden:

$$\Delta U = K \frac{I_C R_N}{2 \cdot (1 + \beta_L)} \left( 1 - 3,57 \frac{\sqrt{k_B T L_S}}{\Phi_0} \right). \quad (4.3)$$

Um die Abhängigkeit des maximalen Hubs von der Temperatur mit theoretischen Werten nach Gleichung (4.3) zu vergleichen, benötigt man die für die tatsächliche Proben­temperatur gültige SQUID-Induktivität  $L_S$ . Außerdem wurde bei einem Vergleich der kritischen Ströme  $I_C(T_{RG})$  festgestellt, dass die gleiche vom Regelgerät an verschiedenen Tagen angezeigte Temperatur verschiedenen Proben­temperaturen  $T_{Pr}$  entsprach. Eine nachträgliche Kalibrierung wurde durch Verlust der Eich-Datei des Regelgeräts TIC-304 M und die Ersetzung mit einer neuen Datei unmöglich. Bei einem Test wurden allerdings unterschiedliche Temperaturverläufe in der Probenkammer des „Multi“ bereits bei geringfügiger Änderung der Probenhöhe im Probenraum des Durchfluss-Kryostaten festgestellt. Da die Probenhöhe bei den Modulationsmessungen mit dem „Ili“ nicht notiert wurde, sind für Messungen an verschiedenen Tagen unterschiedliche Proben­temperaturen wahrscheinlich. Die Temperatur der einzelnen Messungen wurde daher unter Nutzung der gefundenen  $I_C(T)$ -Abhängigkeit eines jeden Bauelements rekali­briert. Als Referenz wurde dabei der für die Modulationen im Stickstoff-Bad ermittelte Wert für  $T(N_2) = 77,4$  K verwandt.

Für die Temperaturabhängigkeit der Induktivität  $L_S(T)$  wurde für galvanisch gekoppelte dc-SQUIDs eine starke Proportionalität zur Londonschen Eindringtiefe  $\lambda_L(T)$  gefunden [13][14][16]. Für numerisch berechnete Kopplungsinduktivitäten erkennt man eine nahezu lineare Abhängigkeit  $L_m(\lambda_L)$ . Da die Kopplungsinduktivitäten der SQUIDs ohne die ungewünschte Zerstörung der Gradiometerantennen nicht gemessen werden konnten, wurden sie mit Hilfe von Gleichung (2.1) unter der Annahme  $T_C = 92$  K berechnet:

$$L_S(T) = L_S(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_C} \right)^p \right]^{-1/2} \quad (4.4)$$

Für den Exponenten wurde der für Hochtemperatursupraleiter übliche Wert  $p \approx 2$  angenommen, der auch experimentell bestätigt wurde [3][16]. Den Wert von  $L_S(0)$  erhält man für  $T = 77,4$  K aus der bereits berechneten SQUID-Induktivität im Stickstoff-Bad. Für den angenommenen Wert  $L_S(77,4 \text{ K}) = 83$  pH erhält man  $L_S(0) = 44,9$  pH. Der theoretische Hub wurde für jedes SQUID mit der rekali­brierten Temperatur  $T_k$  und den damit ermittelten Induktivitäten  $L_S(T_k)$  berechnet.

Ein Vergleich zwischen gemessenen und errechneten Werten gibt für Temperaturen des maximalen SQUID-Hubs nahe  $T_C$  für die meisten SQUIDs eine gute Übereinstimmung. Für tiefere Temperaturen mit hohen  $I_C$  der Bauelemente sind jedoch deutlich größere Hübe gemessen worden, als nach Gleichung (4.3) zu erwarten wären (Abb. 4.14, 4.15). Dieses Verhalten ist für Bauelemente beider untersuchter Korngrenzen zu beobachten, sie treten auch bei korngrenzen mit und ohne Gold-Cluster auf. Für die Bauelemente mit 24°-Korngrenze und Gold-Clustern im SQUID oder in den Antennen treten die Abweichung aber bereits bei geringfügig höheren Temperaturen und deutlich geringeren kritischen Strömen auf als bei den Bauelementen ohne Gold-Cluster. Für die Gradiometer mit 36,8°-Korngrenze tritt dieses Verhalten

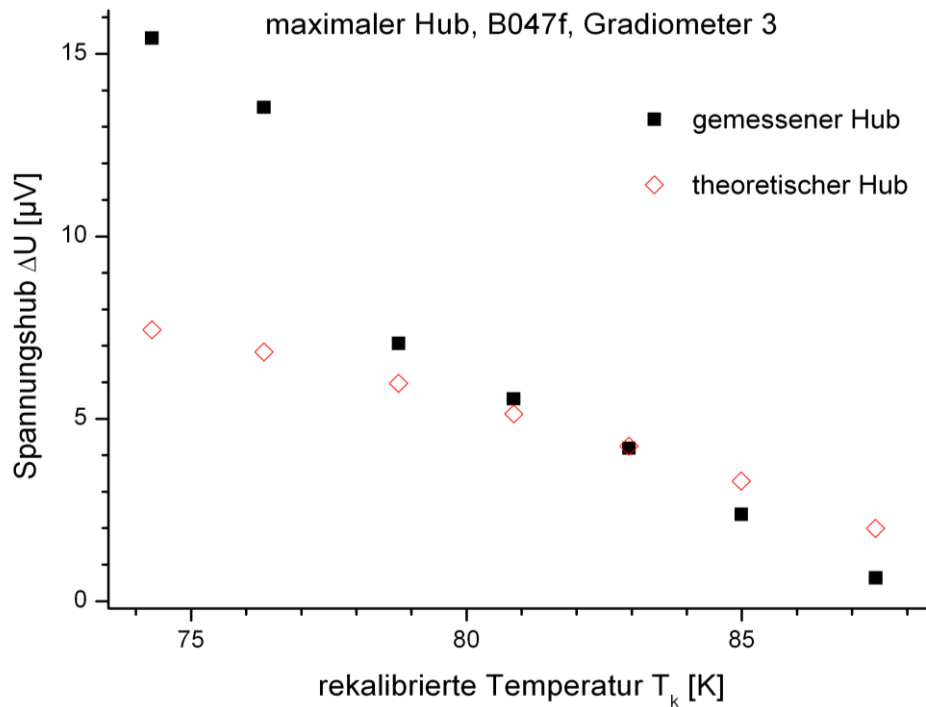


Abb. 4.14 Temperaturabhängiger maximaler Hub für ein Gradiometer mit Antenne mit Gold-Clustern

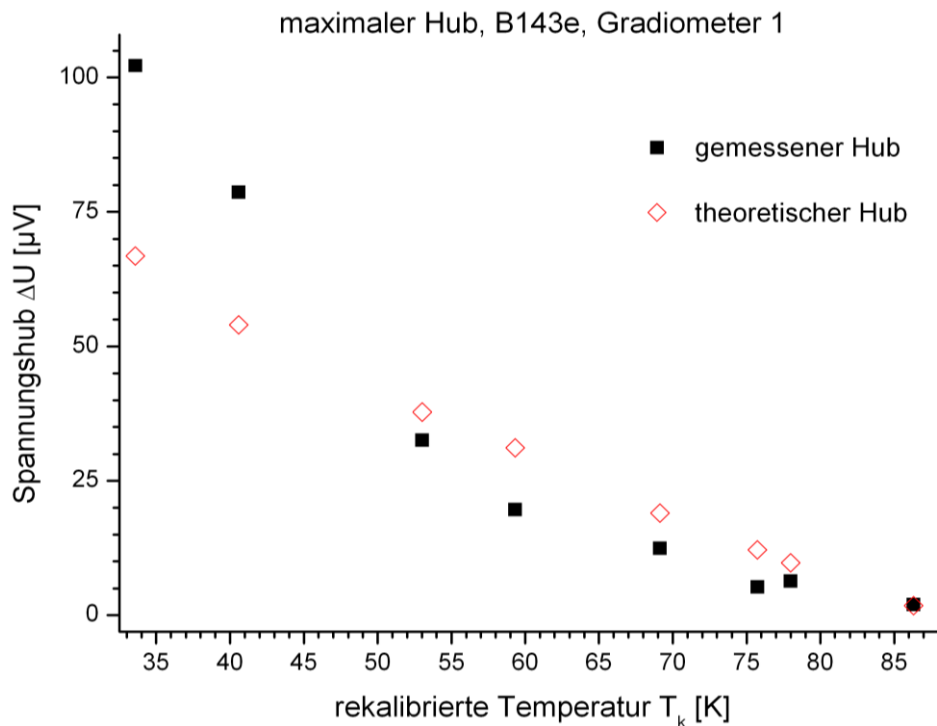


Abb. 4.15 Temperaturabhängiger maximaler Hub für ein Gradiometer ohne Gold-Cluster

für zwei der drei vermessenen Bauelemente auf, jedoch nicht für das Gradiometer 4, das komplett über einer Goldschicht liegt. Für sehr tiefe Temperaturen konnten mit diesem Bauelement keine zufriedenstellenden Messungen durchgeführt werden, da mit dem Ausfall des Regelgeräts der Durchfluss-Kryostat längere Zeit ausfiel. Für die Gradiometer 1 und 3 dieser Probe werden für tiefe Temperaturen zwar sehr große Spannungshübe beobachtet, allerdings sind die beobachteten Modulationskurven im Maximum nicht mehr durch eine sinusförmige  $U(\Phi)$ -Kennlinie beschreibbar (Abb. 4.16).

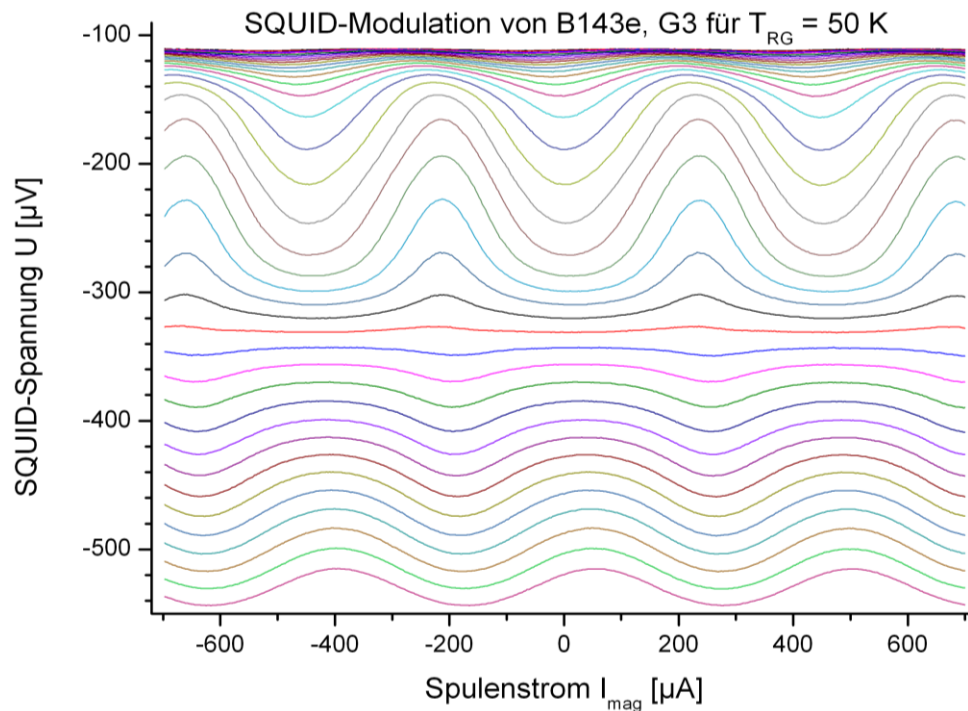


Abb. 4.16 SQUID-Modulationen für tiefe Temperaturen mit starker Resonanz bei  $U_{G3} \approx 230 \mu\text{V}$

Die Modulationskennlinien scheinen von einer sehr starken Resonanz überlagert zu sein, da man deutlich einen Phasensprung erkennt. Im zweiten Maximum sind die Kennlinien dann allerdings wieder durch eine Sinus-Funktion näherbar. Der Phasensprung wird bei von der Temperatur kaum abhängigen Spannungen von  $U_{G1} \approx 250 \mu\text{V}$  bzw.  $U_{G3} \approx 230 \mu\text{V}$  festgestellt. Ausnahmen von der beobachteten guten Übereinstimmung zeigen zwei Gradiometer ohne Gold-Cluster auf einer der Proben mit  $24^\circ$ -Korngrenze. Man erkennt einen nahezu parallelen Verlauf der  $\Delta U(T_k)$ -Abhängigkeiten von gemessenen und theoretischen Werten (Abb. 4.17).

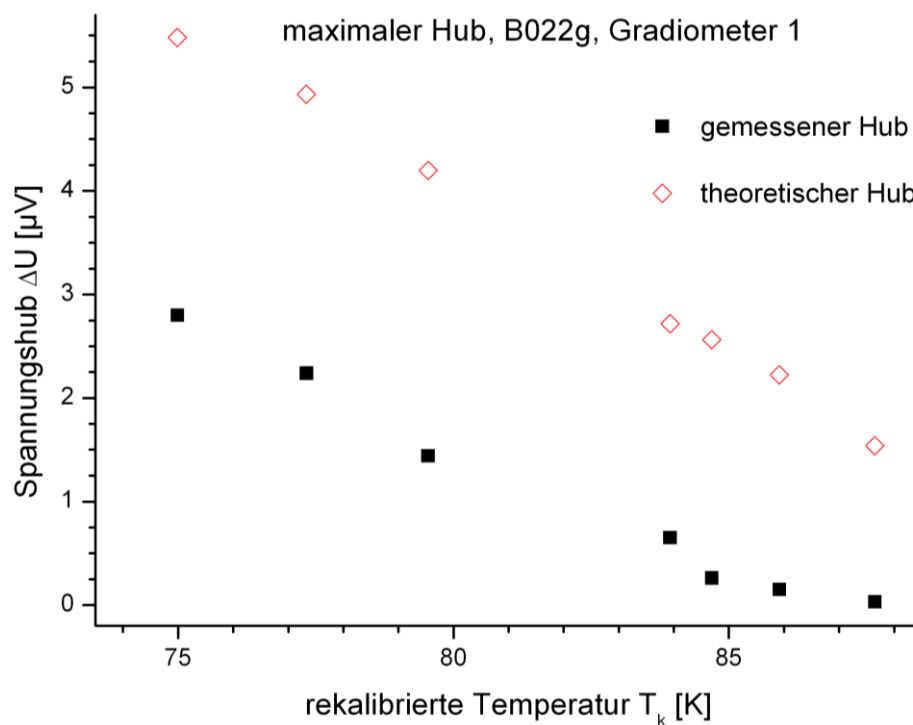


Abb. 4.17 Temperaturabhängigkeit des maximalen Hubs mit großer Abweichungen von den theoretischen Werten

Da beide Gradiometer sehr hohe kritische Stromdichten aufweisen, könnten relativ große Leckströme aus Inhomogenitäten zwischen den Josephsonkontakten die Ursache sein. Endgültig kann dies aber nur durch Abtrennen der Antennen zur Untersuchung der einzelnen Kontakte geklärt werden.

## 4.5 Fazit

Die temperaturabhängige Charakterisierung durch Gold-Cluster veränderter YBCO-Schichten liefert vom verwendeten Korngrenzenwinkel abhängige Ergebnisse.

Für SQUIDs mit Josephsonkontakten aus einer  $24^\circ$ -Korngrenze beobachtet man durch Veränderung der Korngrenze mit Gold-Clustern eine Absenkung des kritischen Stroms  $I_C$  und einen etwas größeren Normalleitungswiderstand  $R_N$ . Die  $I_C R_N$ -Produkte sind etwas geringer als bei vergleichbaren Bauelementen ohne Gold-Cluster. Das Vorhandensein von Gold-Clustern in der supraleitenden Schicht der SQUID-Gradiometer, auch wenn es sich nur um die Antennen und Zuleitungen handelt, führt aber zu einer signifikanten Erhöhung des maximalen Hubs. Man erzielt bei vergleichbaren Temperaturen mit den veränderten Bauelementen höhere Transferfunktionen. Zusätzlich ist ein Einfluss der abgeschiedenen Goldschicht-Dicke auf die supraleitenden Eigenschaften der Schicht erkennbar. Diese Abhängigkeit muss noch genauer untersucht werden, stellt aber ein neues, so nicht erwartetes Ergebnis der Modifikation der Korngrenzenkontakte dar! Rauschmessungen und magnetooptische Untersuchungen sind daher im Weiteren unverzichtbar.

Für SQUIDs mit Josephsonkontakten aus einer  $36,8^\circ$ -Korngrenze beobachtet man auch einen Abfall der kritischen Stromstärke  $I_C$  und einen größeren Normalleitungswiderstand  $R_N$ . Da Bauelemente mit derart großen Korngrenzenwinkeln sich bereit durch geringe kritische Stromdichten  $j_C$  auszeichnen, kann man beim verwendeten Layout der SQUIDs keine verbesserte Transferfunktion für veränderte Josephsonkontakte feststellen. Allerdings wird für Veränderung der supraleitenden Schicht in den Zuleitungen und den Gradiometerantennen eine deutliche Steigerung des maximalen Hubs beobachtet. Die durch eine Spule erzeugten Magnetfelder zur Gradientenbestimmung waren allerdings sehr klein, so dass keine Aussagen über eine Begrenzung der Abschirmströme durch die in den Antennen veränderte Korngrenze getroffen werden können.

## 5 Zusammenfassung

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten temperaturabhängigen Messungen waren sehr komplex und anspruchsvoll, es wurde aber eine Beherrschbarkeit aller Messsysteme festgestellt.

Die verwendeten Gold-Cluster beeinflussen die supraleitenden Eigenschaften der untersuchten dc-SQUIDs. Es zeigt sich eine Verringerung der kritischen Stromstärke bei gleichzeitiger Erhöhung des Normalleitungswiderstands, was ähnliche  $I_c R_N$ -Produkte der Bauelemente auf einem Substrat bei geringeren kritischen Stromdichten zur Folge hat. Die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms bleibt aber in ähnlicher Form erhalten. Das wurde erstmals auch für von  $24^\circ$  verschiedene Korngrenzenwinkel nachgewiesen, hier für  $36,8^\circ$ .

Ein neues Ergebnis lieferte die Analyse der Transferfunktion. Für dc-SQUID-Gradiometer mit Gold-Clustern wurde ein deutlicher Anstieg des maximalen Hubs nachgewiesen. Dabei wurden Veränderungen in den Resonanzstrukturen bei der Betriebsstromabhängigkeit des SQUID-Hubs beobachtet, deren Temperaturabhängigkeit noch einer genaueren Klärung bedarf. Die Größe und Temperaturabhängigkeit der Transferfunktion sind für Temperaturen nahe der Sprungtemperatur aber modellmäßig gut beschreibbar. Bei Verringerung der Arbeitstemperatur auf  $T < 70$  K werden deutliche Abweichungen gemessen, die im Zusammenhang mit den Resonanzstrukturen aufgeklärt werden müssen.

Für weitere Untersuchungen sind Rauschmessungen an vergleichbaren Bauelementen absolut notwendig und versprechen interessante Ergebnisse.

## Literaturverzeichnis

- [1] A. STEPPKE: Untersuchungen an HTSL-Gradiometern für den Nachweis von magnetischen Nanopartikeln, Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2007
- [2] C. BECKER: Verhalten von HTSL-SQUID-Gradiometern im magnetischen Feld, Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2005
- [3] E. IL'ICHEV, L. DÖRRER, F. SCHMIDL, V. ZAKOSARENKO, P. SEIDEL: Current resolution, noise, and inductance measurements on high-TC dc SQUID galvanometers, Appl. Phys. Lett. 68 (5), S. 708-710, 1996
- [4] H. HILGENKAMP, J. MANNHART: Grain Boundaries in High-TC Superconductors, Rev. Mod. Phys. 74 (2), S. 485-549, 2002
- [5] W. BUCKEL, R. KLEINER: Supraleitung, Grundlagen und Anwendungen, 6. Aufl., WILEY-VCH 2004
- [6] G. HILDEBRANDT, F. UHLMANN: Inductance calculation for integrated superconducting structures by minimizing free energy, IEEE trans. Appl. Supercond. 5, S. 2766-2769, 1995
- [7] V. AMBEGAOKAR, B. HALPERIN: Voltage due to thermal noise in the dc Josephson Effect, Phys. Rev. Lett., Vol. 22 (25), S. 1364-1366, 1969
- [8] K. ENPUKU, Y. SHIMOMURA, T. KISU: Effect of thermal noise on the characteristics of a high  $T_c$  superconducting interference device, J. Appl. Phys. 73, S. 7929-7934, 1993
- [9] D. KUHWALD: Untersuchung von Au-Clustern auf YBCO-Josephsonkontakten, Studienarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2010
- [10] T. FÖRSTER: Hochempfindliche Gradiometer für unabgeschirmte Messungen magnetischer Felder, Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2006
- [11] M. POLLITHY: Rauschuntersuchungen an Hoch- $T_c$ -DC-SQUID-Gradiometern, Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2010
- [12] U. SCHINKEL: Untersuchungen an gekoppelten dc-SQUID-Gradiometern im externen Magnetfeld, Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2009
- [13] S. WUNDERLICH: Planare galvanisch gekoppelte supraleitende Quanteninterferenz-Detektoren auf der Basis von Hochtemperatursupraleitern und deren Anwendung in der zerstörungsfreien Prüfung, Dissertation, Verlag Isle Ilmenau, 2000
- [14] T. VOGT: Entwicklung und Erprobung angepaßter dc-SQUID-Gradiometer für den Einsatz in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung, Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 1999

- [15] V. GROSSE, S. ENGMANN, F. SCHMIDL, A. UNDISZ, M. RETTENMAYER, P. SEIDEL: Formation of gold nano-particles during pulsed laser deposition of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  thin films, Phys. Status Solidi RRL 4, No. 5-6, S. 97-99, 2010
- [16] L. DÖRRER: Planare Dünnschicht-SQUID-Gradiometer auf der Basis von Hochtemperatursupraleitern, Dissertation, Verlag Isle Ilmenau, 1997
- [17] F. SCHMIDL: Josephson-Bauelemente auf der Basis von Dünnschichtsystemen mit Hochtemperatursupraleitern und Beispiele für deren Anwendung als Magnetfeldsensoren, Habilitation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2000



## A Anhang

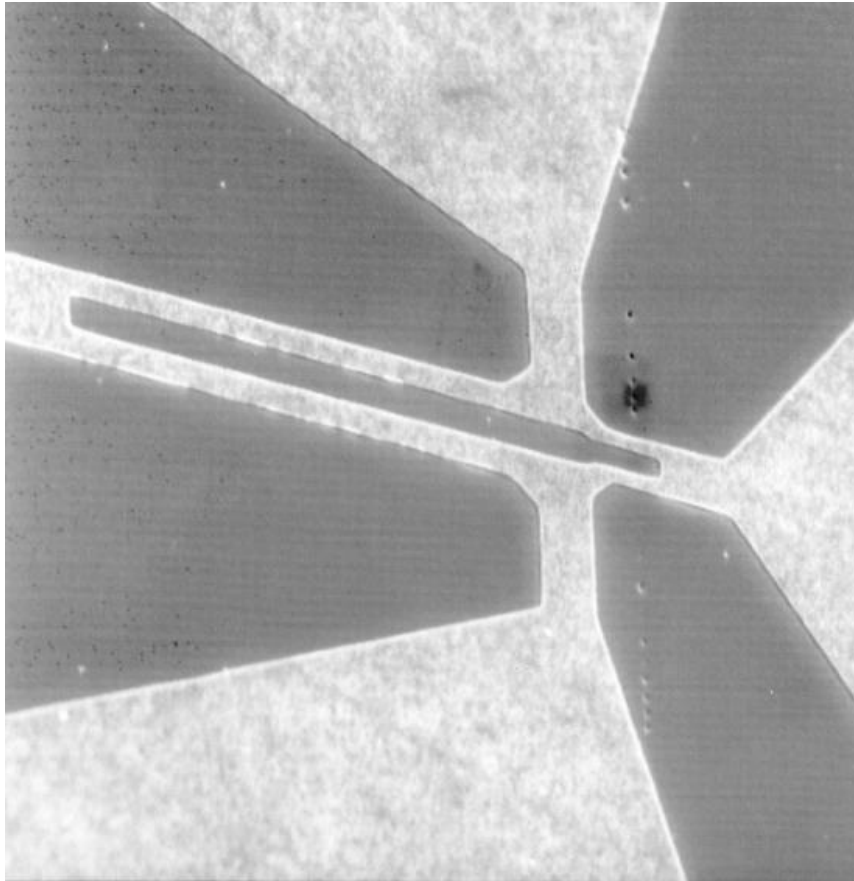
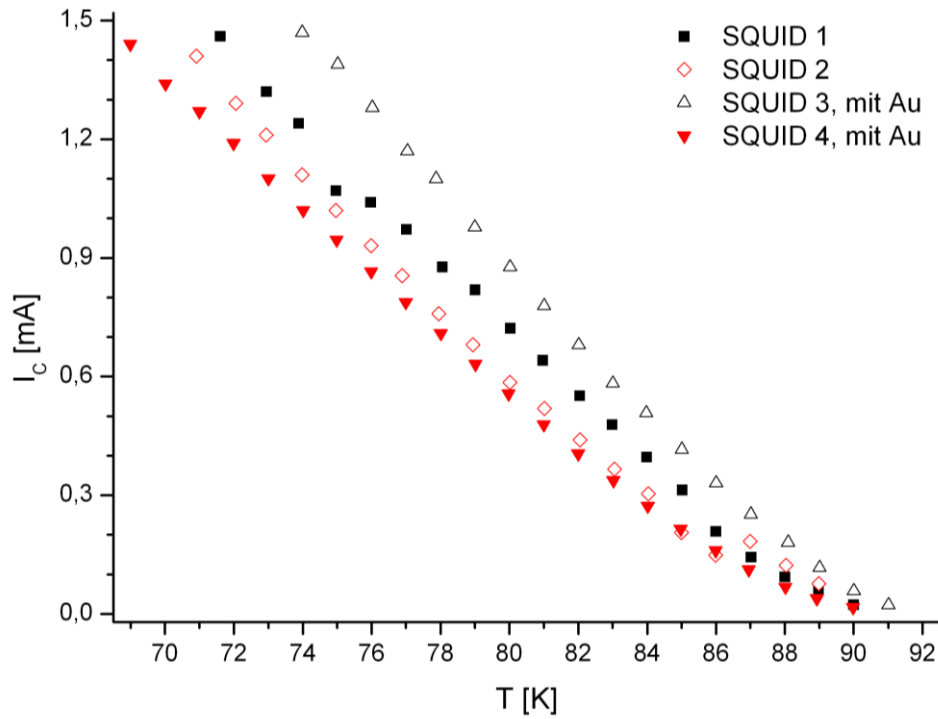
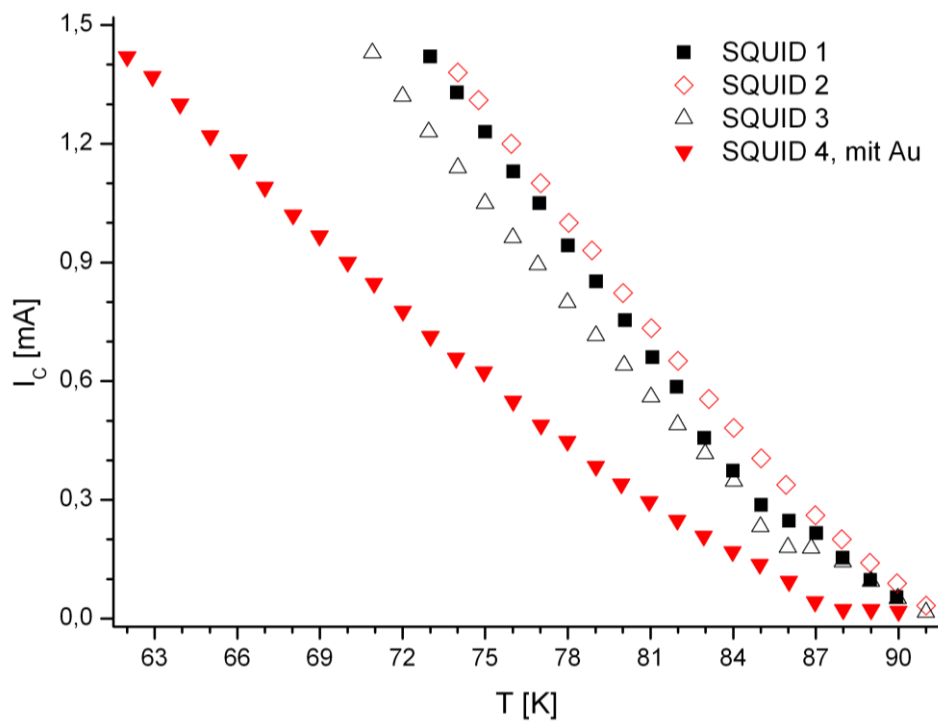
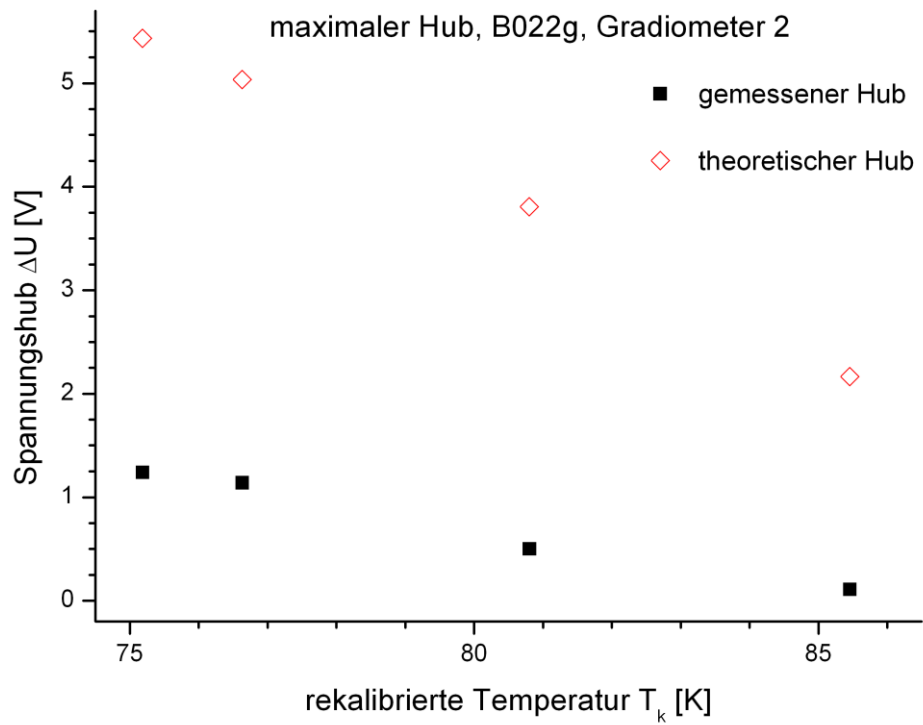


Abbildung der verwendeten SQUID-Struktur. Die galvanische Ankopplung der Gradiometerantennen ist oben und unten am SQUID-Ring erkennbar. Die Korngrenze an der Vereinigung am rechten Rand des SQUID-Rings ist durch einige Strukturfehlstellen erkennbar.

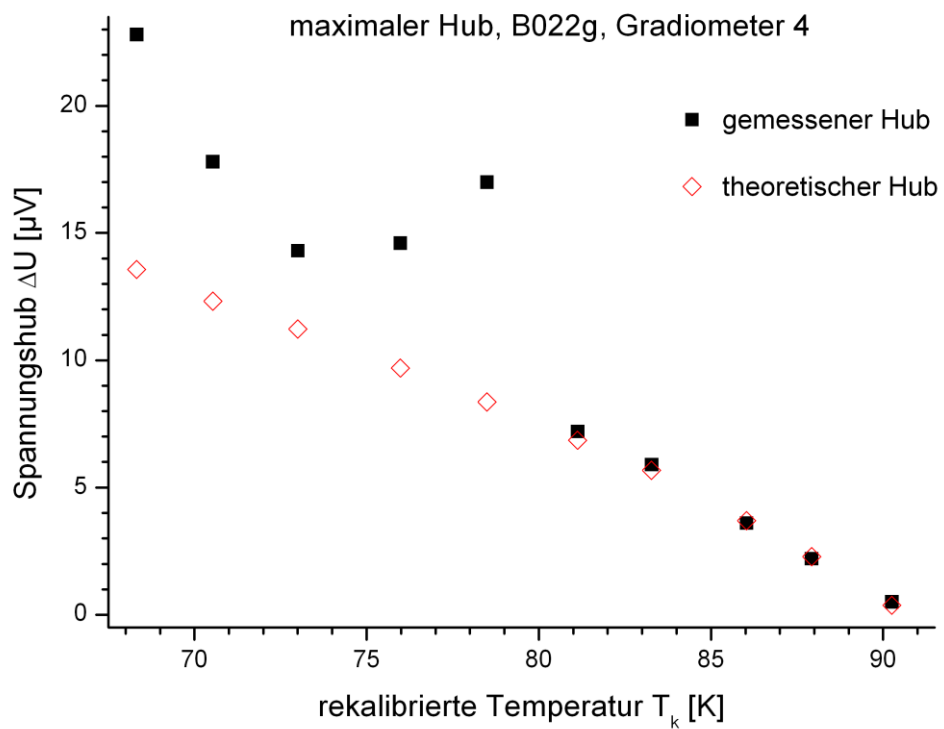


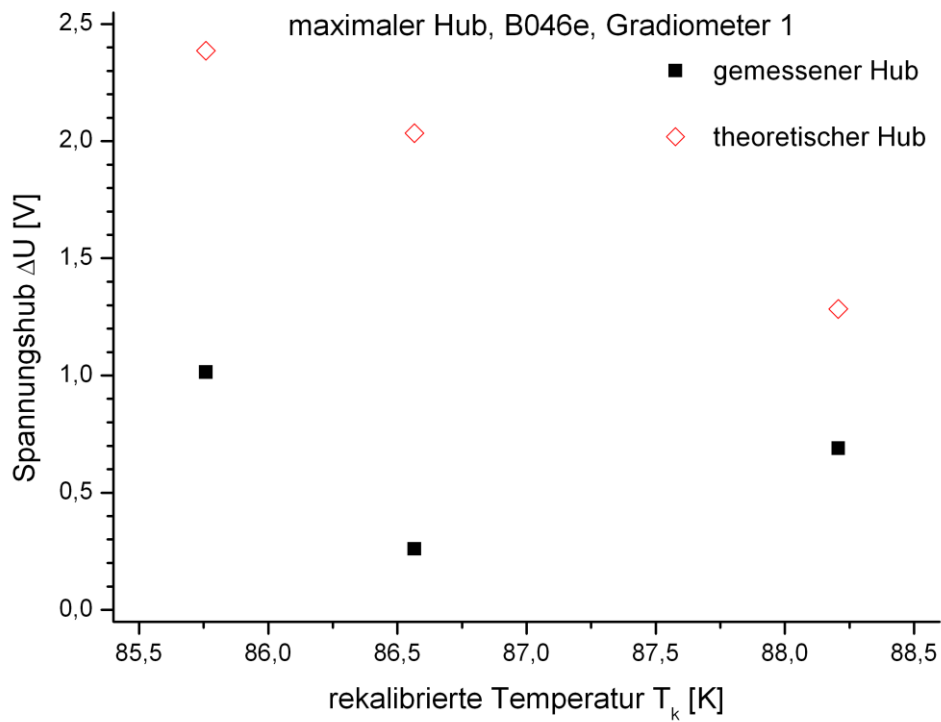
Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms für die 24°-Korngrenzen SQUID-Gradiometer der Substrate B046e (oben) und B047f (unten).



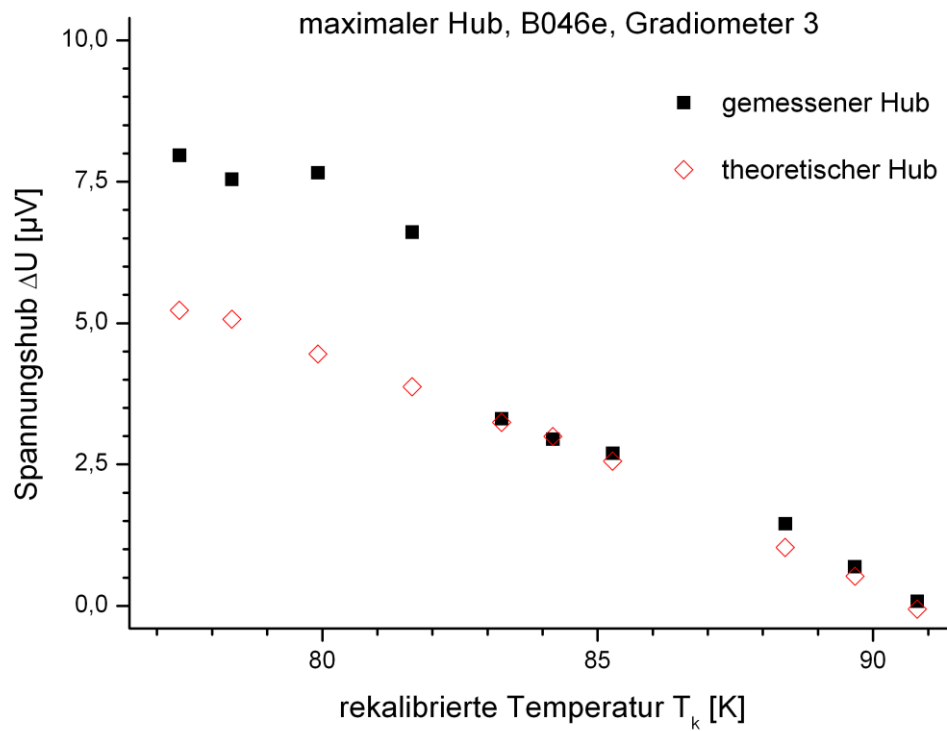


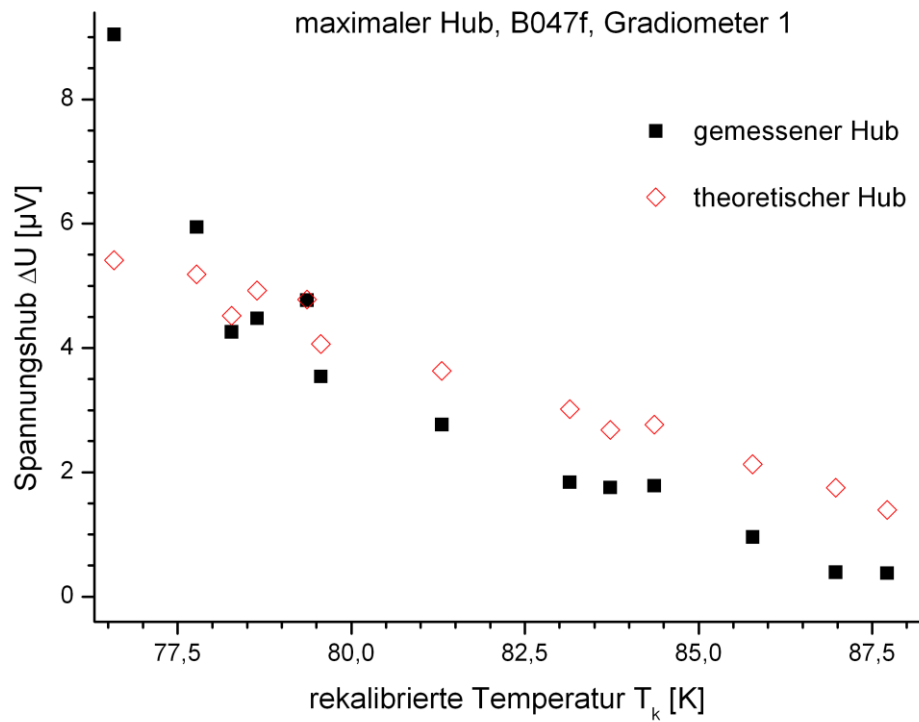
Temperaturabhängigkeit des maximalen Hubs für ein 24°-SQUID-Gradiometer ohne Gold-Cluster (oben) und ein 24°-SQUID-Gradiometer komplett mit Gold-Clustern (unten).



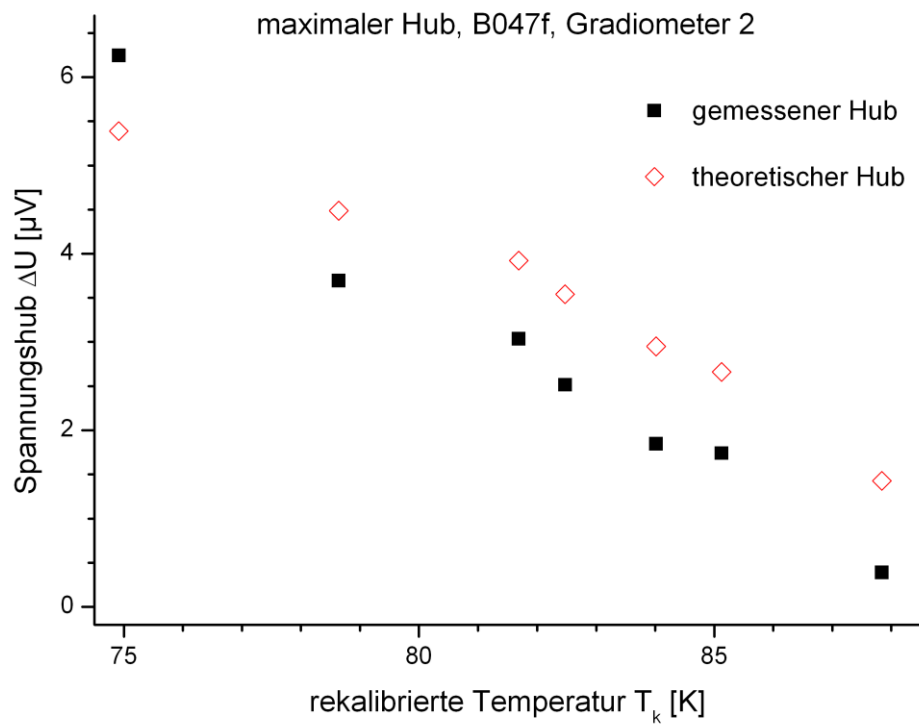


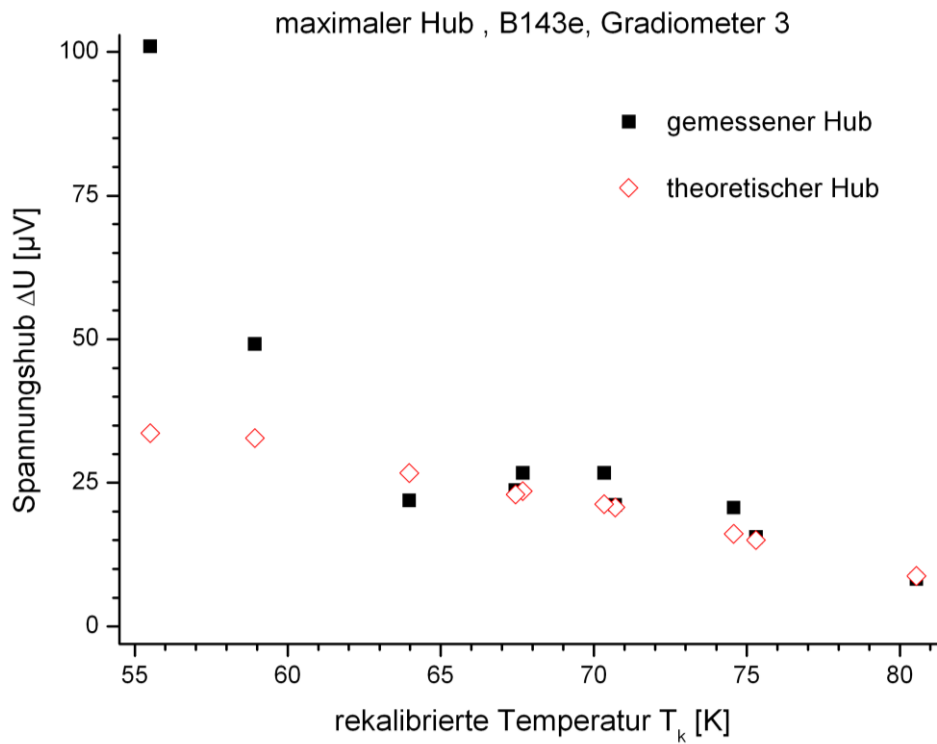
Temperaturabhängigkeit des maximalen Hubs für ein 24°-SQUID-Gradiometer ohne Gold-Cluster (oben) und ein 24°-SQUID-Gradiometer mit Gold-Clustern im SQUID (unten).



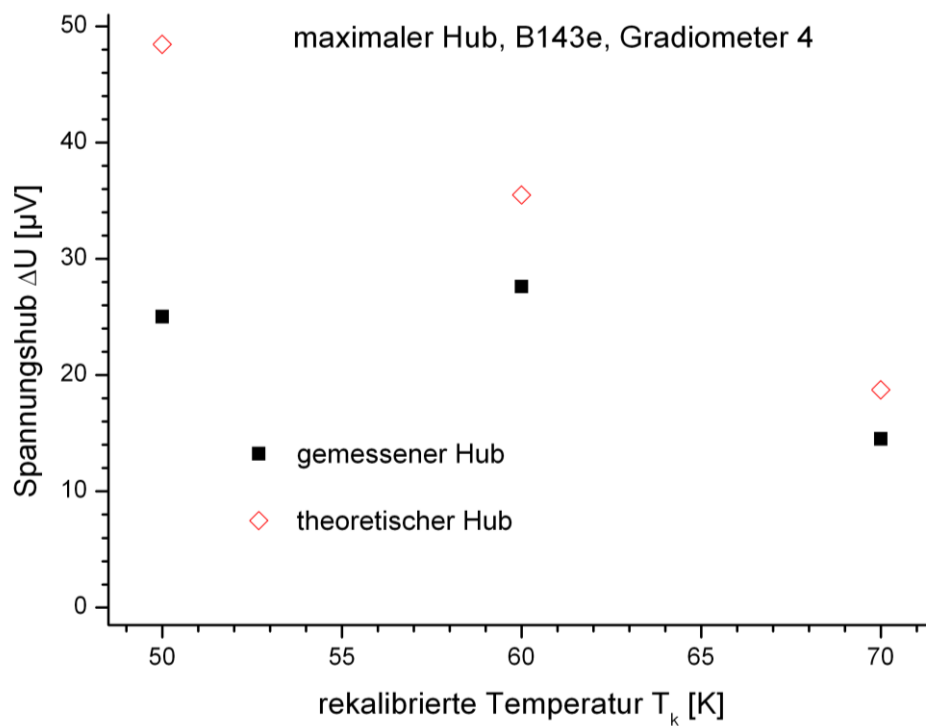


Temperaturabhängigkeit des maximalen Hubs für zwei 24°-SQUID-Gradiometer ohne Gold-Cluster auf dem selben Bikristall-Substrat.





Temperaturabhängigkeit des maximalen Hubs für ein 36,8°-SQUID-Gradiometer mit Gold-Clustern in den Antennen (oben) und ein 36,8°-SQUID-Gradiometer komplett mit Gold-Clustern (unten).



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die bei der Erstellung dieser Arbeit geholfen haben. Insbesondere möchte ich Prof. Paul Seidel und der Arbeitsgruppe Tieftemperaturphysik herzlich dafür danken, dass ich mit ihnen das vorgestellte Thema bearbeiten konnte. Zudem war es mit all den gemeinsamen Veranstaltungen eine sehr schöne Zeit.

Meinem Betreuer Dr. Frank Schmidl möchte ich ausdrücklich für die Unterstützung bei allen anfallenden Problem und Fragen danken. Auch Veit Grosse hat mich in den ersten Monaten bei Fragen zu den von ihm prozessierten Proben sehr unterstützt.

Bei Problemen mit der Messtechnik und Software waren Holger Mühlig und Ralf Neubert immer hilfsbereit zur Stelle. Vielen Dank für die Reparaturen und Erklärungen zur verwendeten Technik. Dr. Volker Tympel möchte ich für seine Ausführungen zur Messtechnik beim Verfassen dieser Arbeit danken. Ohne die Unterstützung und Rücksichtnahme der Mitarbeiter vom Tieftemperaturservice, Lutz Föllmer, Tobias Eißmann und Matthias Thürk, wäre diese Arbeit schwer möglich gewesen. Ein Dank dafür, dass die Bedürfnisse der Diplomanden immer ein offenes Ohr fanden und wir bestmöglich mit flüssigem Helium und Stickstoff versorgt wurden.

Mein Dank gilt auch allen anderen Mitarbeitern und Diplomanden der Arbeitsgruppe für ihre Unterstützung. Besonderen Dank schulde ich Daniel Kuhwald, der mir bei meiner Arbeit mit dem Durchfluss-Kryostaten und der Auswertung der Messdaten großartig geholfen hat.

Schließlich möchte ich mich auch bei meiner gesamten Familie für ihren Rückhalt und ihre Geduld mit mir während meines gesamten Studiums bedanken.

## **Erklärung**

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Jena, den 23.02.2011

Unterschrift

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, den 23.02.2011

Unterschrift